

Muster, Mathias

Bestimmung der strahlenphysikalischen Basisdaten  
eines Linearbeschleunigers mit einem 160-Lamellen-Multi-Leaf-Kollimator  
inkl. Implementierung der Daten in das Bestrahlungsplanungssystem Pinnacle

DIPLOMARBEIT

HOCHSCHULE MITTWEIDA (FH)

---

UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES

Fachbereich Mathematik/Physik/Informatik

in Zusammenarbeit mit der  
KLINIKUM CHEMNITZ gGmbH  
Klinik für Radioonkologie

Mittweida, 2009



Muster, Mathias

Bestimmung der strahlenphysikalischen Basisdaten  
eines Linearbeschleunigers mit einem 160-Lamellen-Multi-Leaf-Kollimator  
inkl. Implementierung der Daten in das Bestrahlungsplanungssystem Pinnacle

eingereicht als

DIPLOMARBEIT

an der

HOCHSCHULE MITTWEIDA (FH)

---

UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES

Fachbereich Mathematik/Physik/Informatik

in Zusammenarbeit mit der  
KLINIKUM CHEMNITZ gGmbH  
Klinik für Radioonkologie

Chemnitz, 2009

Erstprüfer: Prof. Dr.-Ing. habil. Prof. h. c. Wolfgang Schüler

Zweitprüfer: Dipl.-Phys. Norbert Kaufmann

## **Bibliographische Beschreibung**

Muster, Mathias:

Bestimmung der strahlenphysikalischen Basisdaten eines Linearbeschleunigers mit einem 160-Lamellen-Multi-Leaf-Kollimator inkl. Implementierung der Daten in das Bestrahlungsplanungssystem Pinnacle - 2009 - 74 Seiten

Mittweida, Hochschule Mittweida (FH), Fachbereich Mathematik/Physik/Informatik, Diplomarbeit, 2009

Referat:

Mit der Installation eines Linearbeschleunigers in einer klinischen Einrichtung müssen für das Planungssystem strahlenphysikalische Basisdaten mittels dosimetrischer Verfahren aufgenommen werden.

Bestandteil der vorliegenden Arbeit sind zunächst grundlegende Erklärungen der Strahlenphysik, dosimetrischer Größen und der Gerätetechnik.

Die Basisdaten setzen sich aus absoluten und relativen Dosiswerten sowie –verteilungen zusammen. Messungen erfolgten mit einem System der Firma PTW Freiburg. Daraus resultierende Ergebnisse werden in dieser Arbeit dargestellt.

Desweiteren wurden Messungen am Kollimator des Beschleunigers durchgeführt. Schwerpunkte waren dabei die Penumbra für verschiedene Feldgrößen, die Leckstrahlung durch Lamellenzwischenräume und Transmission durch die Lamellen selbst. Zum Vergleich wurden die gleichen Messungen an einem anderen Kollimator durchgeführt.

Abschließend wurden mit den implementierten Daten drei Bestrahlungspläne erarbeitet, die ebenfalls Unterschiede zwischen den beiden Kollimatoren aufzeigen sollen.

## **Danksagung**

Ich möchte mich in erster Linie bei meinen Betreuern Prof. Wolfgang Schüler und Dipl.-Phys. Norbert Kaufmann bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht haben und mich währenddessen mit Anregungen und Vorschlägen unterstützt haben.

Ebenso bei Dipl.-Ing. Thomas Barthel für gemeinsam verbrachte Messstunden, die Anregungen und die Hilfe bei der Erstellung der Beispielpläne.

Weiterer Dank gilt auch den Siemens-Technikern, die mir sowohl bei der Installation als auch Reparaturen am ARTISTE™ Einblick gewährt haben.

# Inhaltsverzeichnis

Bibliographische Beschreibung .....	I
Danksagung .....	II
Inhaltsverzeichnis .....	III
Abkürzungsverzeichnis .....	V
Abbildungsverzeichnis.....	VI
Tabellenverzeichnis.....	IX
<b>0 Vorwort .....</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen.....</b>	<b>2</b>
1.1 Strahlenphysikalische Grundlagen .....	2
1.2 Dosis und Dosisbegriffe .....	8
1.3 Gerätetechnische Grundlagen .....	17
<b>2 Konformale Strahlentherapie mit Multi-Leaf-Kollimator .....</b>	<b>29</b>
2.1 Historische Entwicklung der MLC-Technik.....	29
2.2 Eigenschaften moderner Multi-Leaf-Kollimatoren .....	32
2.2.1 Mechanische und geometrische Eigenschaften.....	32
2.2.2 Physikalische Eigenschaften .....	35
<b>3 Vorbetrachtung zum Messsystem.....</b>	<b>38</b>
3.1 Messsystem und Messprinzipien .....	38
3.2 Beeinflussende Größen/Korrektionsfaktoren .....	42
3.2.1 Korrektur der Luftdichte.....	42
3.2.2 Korrektur der Verdrängung durch das Sondenvolumen .....	43
3.2.3 Korrektur des Polaritätseffektes .....	44
3.2.4 Korrektur bei Nichterreichen der Sättigung .....	45
3.2.5 Korrektur weiterer Temperatureinflüsse .....	45
3.2.6 Korrektur der Strahlungsqualität.....	45
3.3 Aufnahme der Messdaten und Weiterverarbeitung.....	47

---

<b>4</b>	<b>Bestimmung der strahlenphysikalischen Basisdaten</b> .....	<b>49</b>
4.1	Absolutdosimetrie .....	49
4.2	Relative Dosimetrie.....	51
4.2.1	Messung .....	51
4.2.2	Auswertung.....	54
4.3	Output-Faktor.....	56
<b>5</b>	<b>Eigenschaften des 160 MLC™</b> .....	<b>57</b>
5.1	Penumbra .....	58
5.2	Leckstrahlung und Transmission .....	61
<b>6</b>	<b>Bestrahlungsplanungssystem</b> .....	<b>68</b>
6.1	Implementierung .....	68
6.2	Bestrahlungsplanung .....	70
6.3	Vergleich zwischen 160 MLC™ und 3-D MLC™ .....	72
<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b> .....	<b>74</b>
Anlage	A1 .....	X
Anlage	A2 .....	XI
Anlage	A3 .....	XII
Literaturverzeichnis .....		XIII
Erklärung zur selbständigen Anfertigung.....		XV

## Abkürzungsverzeichnis

ZV	Zielvolumen
ART	adaptive Radiotherapie bzw. Strahlentherapie
IMRT	intensitätsmodulierte Radiotherapie
LINAC	linear accelerator ( <i>engl. für:</i> Linearbeschleuniger)
HF	Hochfrequenz
LET	linearer Energietransfer
PFN	pulse forming network ( <i>engl. für:</i> Pulsgenerator)
MLC	Multi-Leaf-Collimator ( <i>engl. für:</i> Mehr-Lamellen-Kollimator)
MLK	Multi-Leaf-Kollimator
EPID	electronic Portal Imaging Device
IEC	International Electrotechnical Commission
TDK	Tiefendosiskurve
PMMA	Polymethylmethacrylat
IK	Ionisationskammer
SSD	Source-Surface-Distance ( <i>engl. für:</i> Fokus-Oberflächen-Abstand)
MU	Monitor Unit ( <i>engl. für:</i> Monitoreinheit)
BEV	Beams-Eye-View ( <i>engl. für:</i> Strahlansicht)



## Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1:	Darstellung des Schwächungsgesetzes .....	2
Abb. 1.2:	schematische Darstellung des Photoeffekts .....	3
Abb. 1.3:	schematische Darstellung des Compton-Effekts .....	4
Abb. 1.4:	Winkelverteilung des gestreuten Photons .....	5
Abb. 1.5:	schematische Darstellung des Paarbildungseffekts .....	6
Abb. 1.6:	Diagramm Photonenenergie – Kernladungszahl .....	7
Abb. 1.7:	inelastischer Stoßprozess eines Elektrons .....	8
Abb. 1.8:	Tiefendosiskurven verschiedener Strahlenarten und Energien .....	12
Abb. 1.9:	spezifische Reichweiten hochenergetischer Elektronen .....	13
Abb. 1.10:	Tiefendosiskurven in Abhängigkeit zur Energie .....	14
Abb. 1.11:	Tiefendosiskurven in Abhängigkeit zur Feldgröße .....	14
Abb. 1.12:	Tiefendosiskurve bei Durchstrahlung von Inhomogenitäten .....	15
Abb. 1.13:	schematische Darstellung des Dosisquerprofils .....	15
Abb. 1.14:	Vergleich der Isodosen von Elektronen und Photonen .....	16
Abb. 1.15:	wesentliche Komponenten eines Linearbeschleunigers .....	17
Abb. 1.16:	Schaltbild eines Modulators .....	18
Abb. 1.17:	schematische Darstellung des Hochspannungspulses .....	19
Abb. 1.18:	Zwei-Kammer-Klystron .....	19
Abb. 1.19:	Elektronenkanone der Firma Siemens .....	20
Abb. 1.20:	schematische Darstellung eines Beschleunigerrohres .....	21
Abb. 1.21:	Verlauf der elektrischen Feldstärke zu den Zeitpunkten $t_1$ (links) und $t_2$ (rechts) .....	21
Abb. 1.22:	schematische Darstellung der Elektronenbündelung im Buncher .....	22
Abb. 1.23:	Darstellung von Makro- und Mikropuls .....	23
Abb. 1.24:	achromatische Strahlablenkung um $270^\circ$ .....	23
Abb. 1.25:	Strahlerkopf und die wesentlichsten Komponenten .....	24
Abb. 1.26:	Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung .....	24
Abb. 1.27:	Strahlaufweitung und Homogenisierung .....	25
Abb. 1.28:	schematische Darstellung der Ionisationskammer .....	25
Abb. 1.29:	Aufbau eines Fluoreszenzschirmes .....	26
Abb. 1.30:	videobasiertes EPID .....	27

---

Abb. 1.31: Ionisationskammerdetektor .....	27
Abb. 1.32: a) videobasiertes EPID; b) Flatpanel der Firma Siemens .....	28
Abb. 2.1: MLC von Robinsohn (1906) .....	29
Abb. 2.2: MLC von Gscheidlen (1959) mit Einstellmechanismus .....	30
Abb. 2.3: schematische Darstellung des MLC von Gscheidlen (1959) .....	30
Abb. 2.4: MLC von Brahme (1985) in Seiten- (a) und Vorderansicht (b) .....	31
Abb. 2.5: schematische Darstellung mechanischer und geometrischer Parameter eines MLC .....	33
Abb. 2.6: MLC-Konfigurationen im Strahlerkopf .....	34
Abb. 2.7: Halbschattenbereiche in Abhängigkeit zum Abstand Quelle - Kollimator	35
Abb. 2.8: MLC mit trapezförmigen Lamellen .....	36
Abb. 2.9: Varianten der Fokussierung in Richtung der Leaf-Bewegung .....	36
Abb. 2.10: Lamellendesigns zur Verringerung der Leckstrahlung .....	37
Abb. 3.1: schematische Darstellung des Wasserphantoms .....	38
Abb. 3.2: schematische Darstellung einer Ionisationskammer .....	39
Abb. 3.3: Änderung des Dosisverlaufes innerhalb der Messsonde .....	43
Abb. 3.4: Bedienoberfläche für Messungen mit „Mephysto mc <sup>2</sup> “ .....	48
Abb. 4.1: Flussdiagramm über den Ablauf der Absolutdosimetrie .....	49
Abb. 4.2: Schema der benötigten Messwerte .....	51
Abb. 4.3: Flussdiagramm für die rel. Dosismessungen .....	52
Abb. 4.4: TDK für ein Feld 10x10 cm <sup>2</sup> für X06 und X18 .....	52
Abb. 4.5: Darstellung der Messreihen X06 und X18, 20x20 cm <sup>2</sup> .....	53
Abb. 4.6: Darstellung der Messreihen X06 und X18, 2x2 cm <sup>2</sup> .....	53
Abb. 4.7: Darstellung der Messreihen X06 und X18, 10x10 cm <sup>2</sup> , 1RW30 .....	53
Abb. 4.8: X-Profil für X06 in d <sub>max</sub> (FG: 10x10 cm <sup>2</sup> ) .....	54
Abb. 4.9: Definition des Plateaus bzw. der Flattened Region .....	55
Abb. 5.1: Form der Lamellenenden .....	58
Abb. 5.2: graphische Darstellung der Messwerte aus Tab. 5.2 und Tab. 5.3 .....	59
Abb. 5.3: schematische Darstellung der Auswirkung der Neigung des Zentralstrahles um 1° auf die Penumbra .....	60

---

Abb. 5.4:	3D-Matrix eines 10x10 cm <sup>2</sup> Feldes bei geschlossenem MLC .....	61
Abb. 5.5:	3D-Matrix eines 10x10 cm <sup>2</sup> Feldes bei offenem MLC .....	62
Abb. 5.6:	Aufnahme des eines 10x10 cm <sup>2</sup> Feldes mit geschossenem MLC .....	63
Abb. 5.7:	Klärung der Feldrichtungen anhand der Projektion des Lichtfeldes auf den Tisch (Draufsicht) .....	63
Abb. 5.8:	Messkurven unter dem nahe zu geschlossenem Kollimator des ARTISTE64	
Abb. 5.9:	3D-Matrix für die Y-Profile des 160 MLC™ .....	64
Abb. 5.10:	Fokussierung des 160 MLC™ .....	65
Abb. 5.11:	Messkurven unter dem nahe zu geschlossenem Kollimator des PRIMUS™ .....	65
Abb. 5.12:	3D-Matrix der Y-Profil des 3-D MLC™ .....	66
Abb. 5.13:	Aufnahme des asymmetrischen Feldes zur Verifikation des Feldes.....	67
Abb. 6.1:	Fenster zur physischen Implementierung eines Beschleunigers .....	68
Abb. 6.2:	Optimierung der gemessenen Profile .....	69
Abb. 6.3:	3D-Darstellung des Zielvolumens und der Risikoorgane .....	70
Abb. 6.4:	Darstellung wichtiger Bezugspunkte der Bestrahlungsplanung .....	71
Abb. 6.5:	Bedienoberfläche zur Feldeinstellung (Ausschnitt) .....	72
Abb. 6.6:	Isodosenplan .....	XI
Abb. 6.7:	BEV des ersten Feldes für die Beschleuniger ARTISTE™ (obere Reihe) und KD 2™ (untere Reihe) .....	XII

---

## Tabellenverzeichnis

Tab. 1.1:	verschiedene LET-Werte .....	10
Tab. 1.2:	organspezifische Wichtungsfaktoren .....	11
Tab. 3.1:	Zusammenstellung der Einflussgrößen und der Bezugsbedingungen ....	41
Tab. 3.2:	Werte für $k_Q$ verschiedener Sonden für unterschiedliche Strahlungsqualitätsfaktoren $Q$ .....	46
Tab. 4.1:	Output-Faktoren für offene Felder .....	56
Tab. 4.2:	Output-Faktoren für zwei Festkeile .....	56
Tab. 5.1:	Spezifikationen des 3-D MLC™ und des 160 MLC™ .....	57
Tab. 5.2:	Penumbra für X06-Strahlung .....	58
Tab. 5.3:	Penumbra für X18-Strahlung .....	59

## 0 Vorwort

Schätzungen zufolge erkranken jährlich über 400.000 Menschen in Deutschland an Krebs bzw. bösartigen Neubildungen.<sup>1</sup>

Deren Behandlung stützt sich neben der Chirurgie und Chemotherapie auch stark auf die Strahlentherapie. Hierbei werden die krankhaften Zellen mittels hochenergetischer ionisierender Strahlung irreparabel geschädigt, so dass sie absterben und abgebaut werden.

Zur heutigen Zeit wird die Strahlentherapie einerseits durch die Brachytherapie, das Einbringen radioaktiver in natürliche Körperhöhlen nahe des Zielvolumens (*kurz: ZV*) oder die Spickung des Zielvolumens mit sog. Seeds, andererseits durch die Bestrahlung über bzw. durch die Haut mittels eines Linearbeschleunigers dominiert.

Das ZV kann der Tumor selbst Metastasen, das umliegende Lymphabflussgebiet oder nach einer operativen Entfernung des Tumors auch das Tumorbett sein.

Ebenso wie in der Chirurgie, Chemo- und Brachytherapie wurden in der perkutanen Bestrahlung verschiedene Techniken entwickelt.

Die konformale Strahlentherapie verwendet an die Form des Zielvolumens angepasste Felder mit der Folge, dass das angrenzende gesunde Gewebe weniger Strahlung exponiert wird.

Adaptive Strahlentherapie (*kurz: ART*) passt die Position des Tisches an Lageveränderungen des Zielvolumens, die durch unbewusste Bewegungen wie Atmung oder Darmmotorik verursacht werden, an.

Bei einer intensitätsmodulierten Bestrahlung (*kurz: IMRT*) werden viele kleine Felder appliziert. Somit erhöht sich allerdings die Anzahl der zu bestrahlenden Felder, die Exposition des gesunden Gewebe und angrenzender Risikoorgane wird stark reduziert.

In der folgenden Arbeit sollen nun die physikalischen und gerätetechnischen Grundlagen prinzipiell erklärt werden. Die Inbetriebnahme des Linearbeschleunigers ARTISTE™ der Firma Siemens, d.h. die Messungen der strahlenphysikalischen Parameter und die Implementierung der Messdaten in das Bestrahlungsplanungssystem, stehen im Vordergrund.

---

<sup>1</sup> [RKIns08]

# 1 Grundlagen

## 1.1 Strahlenphysikalische Grundlagen

In der perkutanen (*lat. für:* durch die Haut) Strahlentherapie verwendet man Linearbeschleuniger um Elektronen- oder Röntgen- bzw. Photonenstrahlung zu erzeugen. Die biologischen Auswirkungen der hochenergetischen Strahlung beruhen auf den physikalischen Eigenschaften und Wechselwirkungen der Elektronen oder Photonen mit dem Gewebe.

Sowohl die Elektronenstrahlung als auch die Photonenstrahlung haben eine ionisierende Wirkung auf Atome. Allerdings unterscheidet sich die Art der Ionisation. Elektronen sind geladene Teilchen und daher in der Lage Atome direkt durch Stoßprozesse zu ionisieren, man spricht von direkt ionisierender Strahlung.

Durch Wechselwirkungen der Photonen mit den Atomen werden Sekundärteilchen emittiert oder Sekundärprozesse ausgelöst. Erst die Sekundärprozesse bewirken eine Ionisierung der Atome. Photonenstrahlung gilt somit als indirekt ionisierende Strahlung.

Wird Gewebe oder ein beliebiges Material durchstrahlt, reduziert es durch Absorption und Streuung die Intensität der einfallenden Strahlung. Die Abschwächung geht aus dem Schwächungsgesetz hervor und wird durch den Schwächungskoeffizient  $\mu$  und der durchstrahlten Dicke  $\Delta x$  beschrieben.  $\mu$  gibt dabei an, wie stark ein Material die Strahlung absorbiert oder streut und somit die Intensität reduziert.

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot \Delta x}$$

(Gl. 1.1)

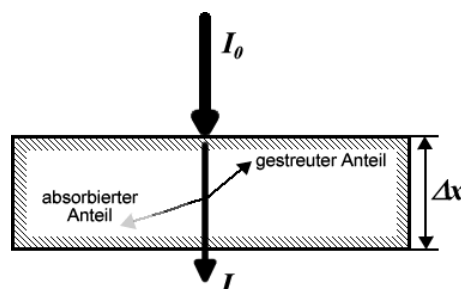


Abb. 1.1: Darstellung des Schwächungsgesetzes

Der Schwächungskoeffizient setzt sich additiv aus drei weiteren spezifischen Schwächungskoeffizienten zusammen. Diese stammen von den im Gewebe auftretenden Wechselwirkungsprozessen der Photonen, dem Photoeffekt ( $\tau$ ), dem Compton-Effekt ( $\sigma$ ) und dem Paarbildungseffekt ( $\kappa$ ).<sup>2</sup>

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

(Gl. 1.2)

Als Photoeffekt bezeichnet man die Absorption eines einfallenden Photons durch ein Elektron auf einer kernnahen Schale, z.B. der K-Schale.

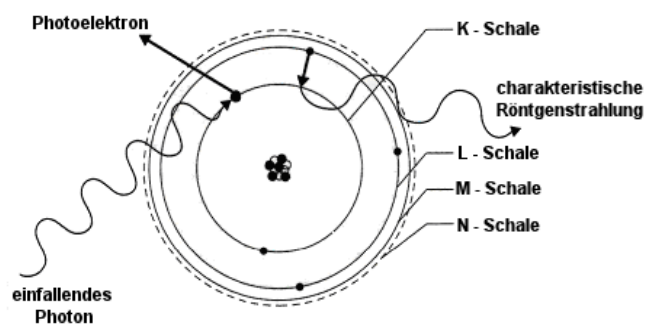


Abb. 1.2: schematische Darstellung des Photoeffekts<sup>2</sup>

Das Photon besitzt eine Energie  $E$ , die sich aus dem Produkt des Planckschen Wirkungsquantum  $h$  und der Frequenz  $\nu$  des einfallenden Photons ergibt.

$$E = h \cdot \nu$$

(Gl. 1.3)

Es überträgt seine gesamte Energie an das Elektron der K-Schale. Ist die Photonenenergie gleich der Bindungsenergie  $E_{B,e}$  des Elektrons, löst sich das Elektron aus der Schale heraus und wird als Photoelektron bezeichnet.

Überschreitet die Photonenenergie die Bindungsenergie  $E_{B,e}$  des Elektrons, wird der Mehrbetrag als kinetische Energie an das Elektron abgegeben.

$$E_{kin,e} = h \cdot \nu - E_{B,e}$$

(Gl. 1.4)

Die Richtung der Elektronenemission ist dabei von der Photonenenergie abhängig. Ist diese niedrig, so wird das Photoelektron vorzugsweise senkrecht zur Einfallrichtung des Photons emittiert. Bei steigender Photonenenergie richtet sich die Streuung stärker vorwärts.

<sup>2</sup> [Flent98] - S.9

Die entstandene Lücke auf der K-Schale wird z.B. durch ein Elektron der L-Schale aufgefüllt. Es muss einen diskreten Energiebetrag abgeben, da die K-Schale energetisch niedriger liegt.

Die Energiedifferenz zwischen den Energieniveaus der L- und K-Schale wird als charakteristische Röntgenstrahlung emittiert und erhält für den L-K-Übergang die Bezeichnung  $K_{\alpha}$ -Strahlung.

Das emittierte Photoelektron und die charakteristische Röntgenstrahlung können mit weiteren Atomen in Wechselwirkung treten.

Der Photoeffekt ist stark von der Ordnungszahl  $Z$  des Absorbers abhängig. Die Ordnungszahlen für menschliches Gewebe liegen im Bereich von 6 bis 15. Zur Vereinfachung wird  $Z$  meist mit 10 angenommen.<sup>3</sup>

$$\tau \sim Z^{(3 \text{ bis } 4)}$$

(Gl. 1.5)

Im Gegensatz dazu ist der Compton-Effekt ein Streuprozess, bei dem das Photon an einem Elektron der äußeren Bahnen unelastisch gestreut wird.

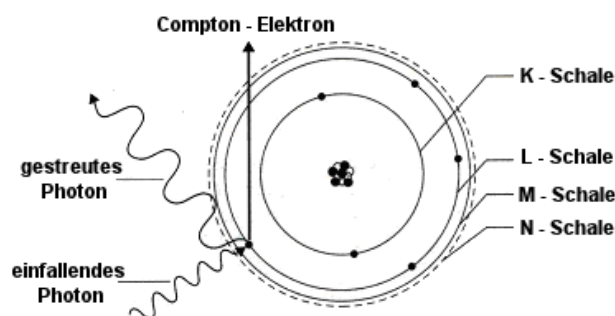


Abb. 1.3: schematische Darstellung des Compton-Effekts<sup>3</sup>

Sowohl die Energie als auch die Richtung des Photons ändern sich in Folge des Prozesses entsprechend des Energie- und Impulserhaltungssatzes.

Die Bindungsenergie eines Elektrons der äußeren Schalen ist sehr klein und wird in der Energiebilanz des Compton-Effekts nicht berücksichtigt.

$$h \cdot \nu = E_{vor} < E_{nach} = h \cdot \nu'$$

(Gl. 1.6)

$$E_{kin,e} = E_{vor} - E_{nach} = h \cdot (\nu - \nu')$$

(Gl. 1.7)

<sup>3</sup> [Flent98] - S.10



Die Emission des Compton-Elektrons ist vorwärts gerichtet. Der Grad der Vorwärtsrichtung ist dabei abhängig von der Energie des einfallenden Photons.

Die Streurichtung für Photonen mit einer Energie von rund 1 keV liegt im Bereich zwischen 0° und 180°. Bei steigender Energie nimmt der Anteil der rückwärts gestreuten Photonen ab und geht gegen Null.<sup>4</sup>

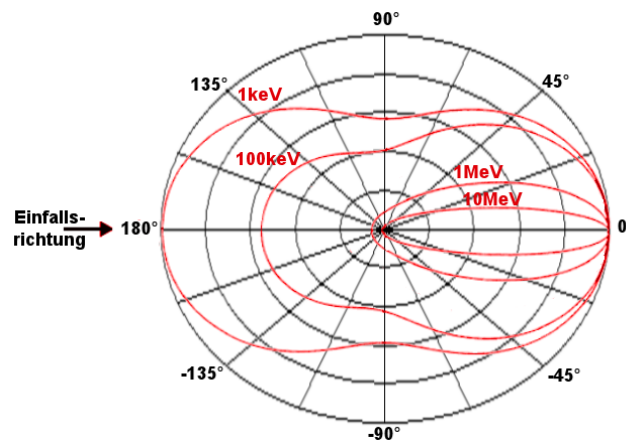


Abb. 1.4: Winkelverteilung des gestreuten Photons<sup>4</sup>

Das gestreute Photon kann so lange weitere Compton-Effekte auslösen, bis die Energie durch einen Photoeffekt komplett absorbiert wird. Ebenso kann das Compton-Elektron mit weiteren Atomen in Wechselwirkung treten, sofern es dessen Energie zulässt.

Ein Photon mit einigen MeV Energie kann bis zu mehreren 1000 Sekundärelektronen erzeugen, welche wiederum die Emission weiterer Tertiärteilchen auslösen können.

Es zeigt sich beim Compton-Effekt ein Aufbaueffekt, d.h. abhängig von der Energie der Primärphotonen verlagert sich das Maximum der Energieabgabe in die Tiefe des Absorbers bzw. Gewebes. Der Aufbaueffekt ist in den Tiefendosiskurven zu erkennen.

Der Compton-Effekt ist im Gegensatz zum Photoeffekt nicht von der Ordnungszahl des Streukörpers abhängig, sondern wegen seines Auftretens in den äußeren Atomschalen mit hohen Besetzungsdichten von der Elektronenkonzentration  $N_e$  ab.

$$\sigma \sim N_e$$

(Gl. 1.8)

<sup>4</sup> vgl.: [Anger05] - S.59

Der Paarbildungseffekt benötigt eine sehr hohe Photonenenergie von mindestens 1,022 MeV. Das Photon dringt in das Coulomb-Feld des Kernes ein und materialisiert sich in einem Elektron-Positron-Paar, welches sich antiparallel aus dem Atom bewegt.

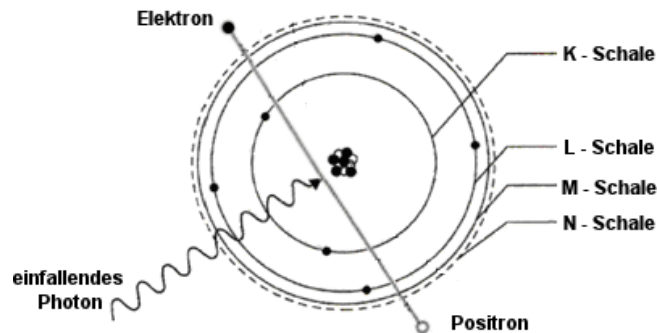


Abb. 1.5: schematische Darstellung des Paarbildungseffekts<sup>5</sup>

Da beide Teilchen die gleiche Masse  $m_e$ , Elektronenmasse, besitzen, ergibt sich für die Energie des Photons die folgende Gleichung.

$$E_{\text{Photon}} = h \cdot \nu \geq 2 \cdot m_e \cdot c^2 \sim 1,022 \text{ MeV} \quad (\text{Gl. 1.9})$$

Das entstandene Elektron-Positron-Paar kann mit weiteren Atomen Wechselwirkungen eingehen. Ein Positron vereinigt sich nach einer sehr kurzen Lebensdauer mit einem Elektron und erzeugt eine Annihilationsstrahlung aus zwei  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von je 0,511 MeV, die sich antiparallel ausbreiten und wiederum in Wechselwirkung treten können.<sup>5</sup>

Der Paarbildungseffekt ist proportional zum Quadrat der Ordnungszahl.

$$\kappa \sim Z^2 \quad (\text{Gl. 1.10})$$

Treffen die hochenergetischen Primärphotonen auf Atome mit hoher Ordnungszahl, kann es zum Kernphotoeffekt kommen. Ab einer Schwellenenergie von rund 10 MeV können die Primärphotonen mit dem Atomkern in Wechselwirkung treten und entweder eine Protonen- oder eine Neutronenemission hervorrufen.

Die Energiebilanz des Kernphotoeffekts ist mit der des Photoeffekts vergleichbar. Die Energie des Primärphotons und somit das Photon selbst werden vollständig durch das emittierte Nukleon absorbiert. Ist die Energie des Photons größer als die

<sup>5</sup> vgl.: [Flent98] - S.9, 10

Bindungsenergie des Nukleons, wird der Mehrbetrag als kinetische Energie an das Sekundärteilchen übertragen.

Neutronenemission führt in den meisten Fällen zu radioaktiven Tochternukliden, die wiederum nach kurzer Zeit durch einen  $\beta^+$ -Zerfall in einen stabilen Zustand übergehen.

Beispiel:

- $^{63}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}\text{Cu}$ , Schwellenenergie 10,85 MeV  
induzierte Umwandlung:  $^{62}\text{Cu} \rightarrow ^{62}\text{Ni} + \beta^+$ <sup>6</sup>

Protonenemission führt hingegen zu stabilen oder zumindest langlebigen Tochternukliden. Durch Abgabe von  $\beta$ -Strahlung gehen die langlebigen Tochternuklide in den stabilen Zustand über.

Beispiel:

- $^{12}\text{C} (\gamma, p) ^{11}\text{B}$ , Schwellenenergie 15,9 MeV  
induzierte Umwandlung: keine, da  $^{11}\text{B}$  stabil ist<sup>6</sup>

Berücksichtigt man die in der Bestrahlung eingesetzten Photonenenergien von 6 MV oder 18 MV und die effektive Kernladungszahl  $Z_{\text{eff}}$  des Gewebes von ungefähr 10 - rot markierter Bereich, wird aus der folgenden Abbildung ersichtlich, dass die Strahlentherapie fast ausschließlich den Compton-Effekt ausnutzt.<sup>7</sup>

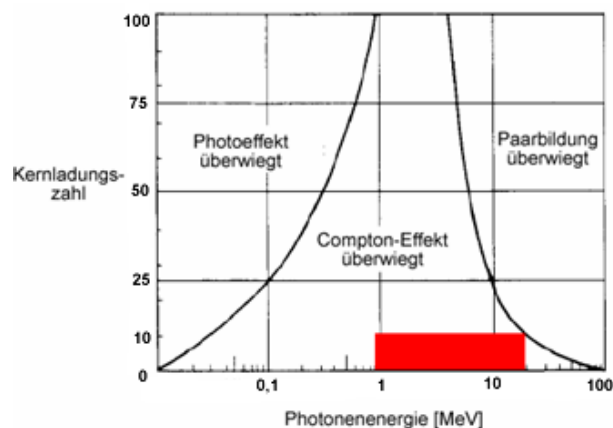


Abb. 1.6: Diagramm Photonenenergie – Kernladungszahl<sup>7</sup>

<sup>6</sup> [Krieg01] - S.102

<sup>7</sup> vgl.: [Anger05] - S.62

Elektronenstrahlung bewirkt in erster Linie unelastische Stoßwechselwirkungen mit den Gewebeatomen auf.

Die Richtung der Sekundärelektronenemission und die Streuung der Primärelektronen sind dabei energieabhängig. Je größer die Energie des einfallenden Primärelektrons, desto stärker ist die Sekundärelektronenemission bzw. die Streuung vorwärts gerichtet.

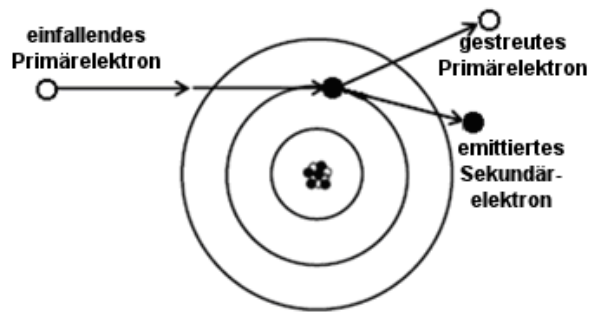


Abb. 1.7: unelastischer Stoßprozess eines Elektrons

Je nach Anfangsenergie des Primärelektrons kann es wie das Photon bis zu mehreren 1000 Sekundärelektronen freisetzen, die wiederum weitere Elektronen freisetzen können.

## 1.2 Dosis und Dosisbegriffe

„Nachdem man in der Frühzeit der Radiologie empirisch-biologisch ‚dosiert‘ und späterhin die Erythemreaktion als Maß der Strahlendosis benutzte (Seitz u. Wintz 1920), sind wir heute in der Lage, im physikalischen Sinn von Dosis zu sprechen und in Analogie zu der Zufuhr von Medikamenten nach Christen 1913 die absorbierte Energie innerhalb eines bestimmten Volumens als Dosis zu bezeichnen. [...]“<sup>8</sup>

Die von einem Stoff mit dem Volumen  $dV$  und der Masse  $dm$  absorbierte Energiemenge  $dE$  wird als Energiedosis bezeichnet.

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dV}$$

(Gl. 1.11)

<sup>8</sup> [Scher89] - S.1

Einheit der Energiedosis ist das Gray (Gy), wobei ein Gray einem Joule pro Kilogramm entspricht.

$$1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 6,24 \cdot 10^{18} \frac{\text{eV}}{\text{kg}} \quad (\text{Gl. 1.12})$$

Die Energiedosis, die von Gewebe aufgenommen wird, kann nicht direkt gemessen werden, aber sie lässt sich unter Berücksichtigung der Absorptionskoeffizienten in den verschiedenen Medien aus der Energiedosis der Luft, die direkt messbar ist, berechnen.

$$D(\text{Gewebe}) = D(\text{Luft}) \cdot K(E, M) \quad (\text{Gl. 1.13})$$

Der Umrechnungsfaktor  $K$  hängt zum einen von der Art der Medien  $M$  ab und zum anderen von der Strahlungsenergie  $E$ . Bei den in der Strahlentherapie verwendeten Energien zwischen 1 MeV und 20 MeV unterscheiden sich die Absorptionskoeffizienten der verschiedenen Medien (Wasser, Knochen, Fett) nur noch sehr wenig, d.h. die Strahlung wird nahezu gleichmäßig absorbiert.<sup>9</sup>

Die Energiedosis berücksichtigt weder die Strahlungsart noch deren unterschiedliche Auswirkungen auf Gewebe. Aus diesem Grund wurde die Äquivalentdosis eingeführt.

Die Äquivalentdosis beinhaltet die Energiedosis der Strahlung und zusätzlich einen von der Strahlungsart ( $\alpha$ -, Photonen-, Neutronenstrahlung etc.) abhängigen Qualitätsfaktor  $Q$ .

$$H = Q \cdot D = q \cdot D \quad (\text{Gl. 1.14})$$

Die Einheit der Äquivalentdosis ist Sievert (Sv). Ein Sievert ist wie die Energiedosis ein Joule pro Kilogramm. Die unterschiedliche Einheit dient lediglich der Differenzierung zwischen Energiedosis (Gy) und Äquivalentdosis (Sv).

$$1 \text{ Sv} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \quad (\text{Gl. 1.15})$$

Der Qualitätsfaktor  $Q$  ist direkt proportional zum linearen Energietransfer, im Folgenden mit LET bezeichnet.

<sup>9</sup> [Kauff96] - S25ff.

Der LET ist ein indirektes Maß für die Anzahl der Ionisationen pro Weglänge. Die Einheit des linearen Energietransfers ist keV je  $\mu\text{m}$ . Je nach Strahlung wird unterschieden in „dicht ionisierende“ Strahlung - hoher LET-Wert - und „locker ionisierende“ Strahlung - niedriger LET-Wert.

Tab. 1.1 verschiedene LET-Werte <sup>10</sup>

	Strahlungsart	LET-Wert (keV/ $\mu\text{m}$ )	Qualitätsfaktor $q$
„dicht ionisierend“	$\alpha$ - Strahlung	90	20
	schnelle Neutronen	21	10
„locker ionisierend“	Photonenstrahlung	2,5	1
	Elektronenstrahlung	0,2	1

Während einer Bestrahlung ist der LET-Wert nicht bekannt, daher wird für den Qualitätsfaktor  $Q$  ein effektiver Qualitätsfaktor  $q$  als Vereinfachung angenommen.

$q$  hat für Photonen-,  $\gamma$ -, Elektronen- und Positronenstrahlung den Wert 1, für Neutronenstrahlung unbekannter Energie den Wert 10 und für  $\alpha$ -Strahlung 20. <sup>11</sup>

Aus der Gleichung Gl. 1.15 ergibt sich somit für 10 Gy - Energiedosis - Elektronenstrahlung eine wirksame Äquivalentdosis von 10 Sv. Nutzt man hingegen Neutronen unbekannter Energie und appliziert eine Energiedosis von 10 Gy, ergibt sich eine wirksame Äquivalentdosis von 100 Sv. <sup>10</sup>

Der Qualitätsfaktor  $Q$  darf hierbei nicht mit der relativen biologischen Wirksamkeit  $RBW$  verwechselt werden.

$$RBW = \frac{D_0}{D}$$

(Gl. 1.16)

$D_0$  ist die Energiedosis einer Photonenstrahlung unter Standardbedingung und  $D$  die Energiedosis einer interessierenden Strahlung, die die gleichen biologischen Effekte verursacht wie die Standardstrahlung. Als Standardstrahlung wird 200 kV-Photonenstrahlung oder  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -Strahlung verwendet. <sup>11</sup>

Die effektive Dosis  $E$  richtet sich nach dem exponierten Gewebe. Berechnet wird sie aus dem Produkt der Organäquivalentdosis des bestrahlten Organs  $H_T$  und dessen organspezifischen Wichtungsfaktoren  $w_T$ . Werden mehrere Organe oder Gewebe

<sup>10</sup> [Kauff96] - S25ff.

<sup>11</sup> [Flent98] - S.20

exponiert, summieren sich die Produkte der einzelnen Organe auf. Der Wichtungsfaktor einer homogenen Ganzkörperbestrahlung beträgt 1.

$$E = \sum_T (w_T \cdot H_T)$$

(Gl. 1.17)

„Die Wichtungsfaktoren für die einzelnen Organe sind abgeleitet aus der Wahrscheinlichkeit für die maligne Entartung der Gewebe, wie sie bei den Überlebenden von Hiroshima und Nagasaki beobachtet wurde.“<sup>12</sup>

Tab. 1.2: organspezifische Wichtungsfaktoren<sup>13</sup>

bestrahltes Organ	Wichtungsfaktor $w_T$	
Knochenoberfläche, Haut, Gehirn, Speicheldrüsen	0,01	gesamt: 0,04
Blase, Schilddrüse, Speiseröhre, Leber	je 0,04	gesamt: 0,16
rotes Knochenmark, Lunge, Magen, Dickdarm, Brust	je 0,12	gesamt: 0,60
restliche Gewebe <sup>*</sup>	0,12	
Keimdrüsen	0,08	
<b>gesamt:</b>	<b>1,00</b>	

<sup>\*</sup>  $w_T$  für die restlichen Gewebe ist ein gemittelter Wert über die restlichen 13 Organe bzw. Gewebe für jedes Geschlecht

In der Strahlentherapie ist nicht nur die Dosis als absoluter Wert sehr wichtig, sondern auch die relative Verteilung in der Tiefe und im Strahlenfeld.

„Die Tiefendosisverteilung gibt die Dosisverteilung auf der Strahlenfeldachse [...] innerhalb des bestrahlten Körpers wieder. Die entsprechende graphische Darstellung heißt Tiefendosisverteilungskurve. [...]“<sup>14</sup>

<sup>12</sup> [Kauff96] – S.25

<sup>13</sup> [ICRP 103]

<sup>14</sup> [Flent98] – S. 43ff

Die Tiefendosiskurve (TDK) ist eine prozentuale Verteilung, die auf das Dosismaximum referenziert ist.

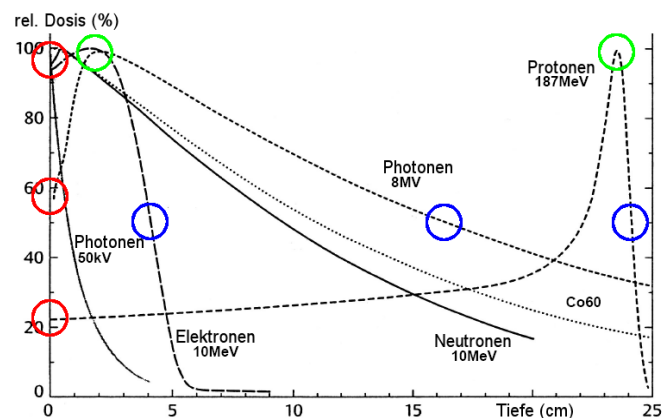


Abb. 1.8: Tiefendosiskurven verschiedener Strahlenarten und Energien<sup>15</sup>

Die Tiefendosiskurve hat drei charakteristische Kenngrößen. Die Oberflächendosis (○) ist der relative Wert der Dosis an der Körperoberfläche. Dieser variiert je nach Strahlenart und Energie. Hochenergetische Protonen zum Beispiel haben eine Oberflächendosis von gut 20% ihrer Maximaldosis. Photonen mit einer Energie von 8 MV erreichen an der Oberfläche schon ca. 60% der Maximaldosis.

Die Lage bzw. die Tiefe des Dosismaximums (○) ist die nächste Kenngröße. Protonen bilden ihr Dosismaximum, den sog. Bragg-Peak, je nach Energie sehr schmal und tief aus. Elektronen mit einer Energie von 10 MeV dringen nur ca. 3 cm in das Gewebe ein. Für Photonen nimmt die Tiefe des Dosismaximums mit steigender Energie zu. Ursache für diese energieabhängige Verschiebung des Maximums ist der Aufbaueffekt.

„Direkt an der Oberfläche stehen nur die Elektronen aus der Umgebung [...] und zurückgestreute Elektronen zur Verfügung. Im absorbierenden Medium werden deutlich mehr Elektronen freigesetzt und zwar proportional zur Zahl der einfallenden Photonen [...]. Damit nimmt die Zahl der freigesetzten Elektronen mit der Tiefe unter der Oberfläche ab. Infolge der endlichen Reichweite dieser Elektronen nimmt die Gesamtzahl der Elektronen zunächst mit der Tiefe unter der Oberfläche zu und zwar so lange bis die unmittelbar an der Oberfläche freigesetzten Elektronen ihre gesamte Energie abgegeben haben, also bis zum Ende ihrer Bahn. In diesem Bereich entsteht das Maximum [...].“<sup>16</sup>

<sup>15</sup> [Flent98] – S.44

<sup>16</sup> [Flent98] – S.45



Die Halbwertstiefe ( $R_{50}$ ) ist die Tiefe, in der die Strahlung nach dem Maximum nur noch 50% beträgt. Elektronen weisen auf Grund ihrer endlichen Reichweite einen starken Dosisabfall nach dem Maximum und dadurch eine geringe Halbwertstiefe auf. Photonen hingegen haben aufgrund ihrer hohen Reichweite eine sehr große Halbwertstiefe.

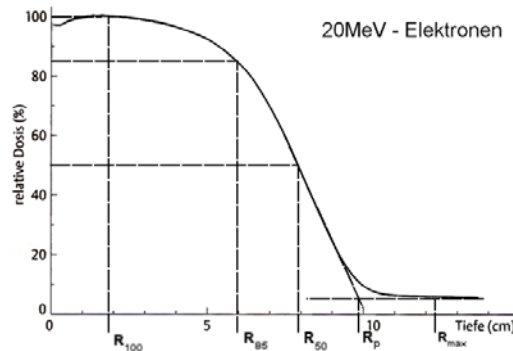


Abb. 1.9: spezifische Reichweiten hochenergetischer Elektronen

Hochenergetische Elektronen werden auf Grund ihrer begrenzten Reichweite im Gewebe auch in ihrem Tiefendosisverlauf durch verschiedene Reichweiten charakterisiert.

Die Tiefe des Dosismaximums wird mit  $R_{100}$  angegeben.  $R_{85}$  wird als therapeutische Reichweite bezeichnet. Entspricht  $R_{85}$  der Ausdehnung des Zielvolumens, ist gewährleistet, dass mindestens 85% der Maximaldosis im Zielvolumen appliziert werden. Eine weitere Standardgröße ist  $R_{50}$ , die gleich der Halbwertstiefe ist.  $R_p$  gibt die praktische Reichweite der Elektronen an und wird aus dem Schnittpunkt des linearen Dosisabfalls und der Geraden des Bremsstrahlungshintergrundes bestimmt.  $R_{max}$  ist die maximale Reichweite der Elektronen und liegt in der Tiefe, in der die Elektronen ihre Energie in Röntgenbremsstrahlung abgeben und zum Stillstand kommen.

„In der Praxis haben sich für Weichteilgewebe zwei einfache Regeln bewährt:

- Die therapeutische Reichweite in cm ergibt sich näherungsweise, wenn die nominelle Elektronenenergie in MeV durch 3 geteilt wird.
- Die praktische Reichweite erhält man näherungsweise, wenn die nominelle Energie halbiert wird.“<sup>17</sup>

<sup>17</sup> [Flent98] - S.45

Die folgenden Abbildungen zeigen die Tiefendosiscurven für Elektronen und Photonen in Abhängigkeit von der Energie, der Feldgröße und im Strahlengang befindlichen Inhomogenitäten.

Mit zunehmender Energie verbreitert sich das Dosismaximum für Elektronenstrahlung. Das Dosismaximum der Photonenstrahlung hingegen verlagert sich mit steigender Energie weiter in die Tiefe, da die Reichweite der an der Oberfläche freigesetzten Elektronen größer wird.<sup>18</sup>

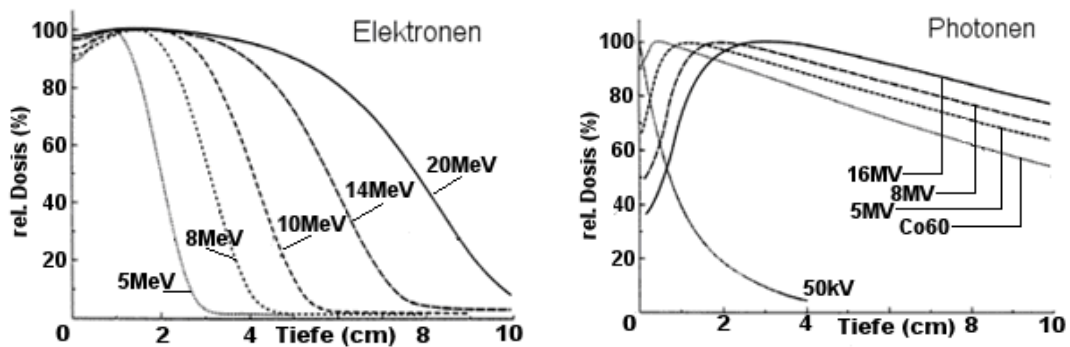


Abb. 1.10: Tiefendosiscurven in Abhängigkeit zur Energie<sup>18</sup>

Der Verlauf der Tiefendosiskurve ist auch von der Feldgröße abhängig. Die Dosis in der Tiefe nimmt mit der Feldgröße zu. Mit einem großen Feld wird auch ein großes Volumen durchstrahlt und somit nimmt der Streustrahlenanteil zu. Allerdings lässt die Feldgrößenabhängigkeit bei Photonen höherer Energien nachlässt, da mit steigender Energie die Vorwärtsstreuung zunimmt.<sup>18</sup>

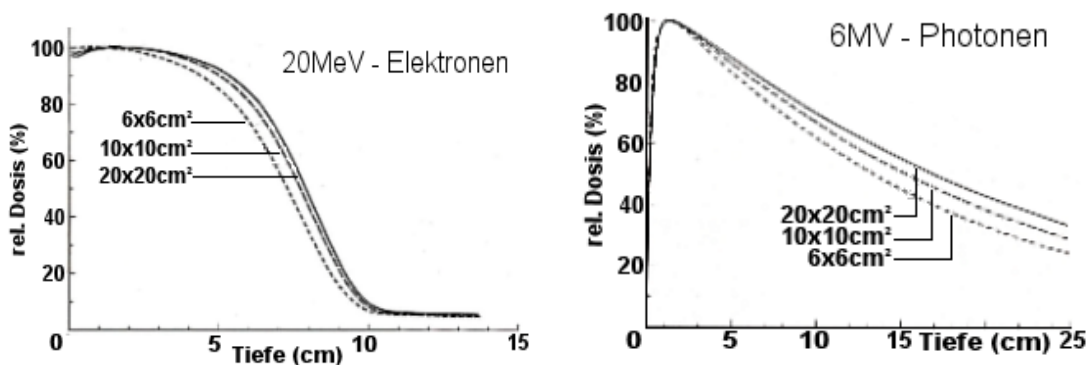


Abb. 1.11: Tiefendosiscurven in Abhängigkeit zur Feldgröße<sup>18</sup>

<sup>18</sup> vgl.: [Flent98] - S.46ff

Der Verlauf der Tiefendosisverteilung wird auch durch Dichteinhomogenitäten beeinflusst. Wird ein Medium mit einer niedrigen Dichte, wie z.B. die Lunge, durchstrahlt, so verlängert sich die Tiefendosisverteilung, da die Strahlung nur wenig gestreut bzw. absorbiert wird. Ist die Inhomogenität allerdings dichter, wie z.B. Knochen, so ist die Abschwächung der Strahlung wesentlich größer und somit der Verlauf der Tiefendosis steiler.

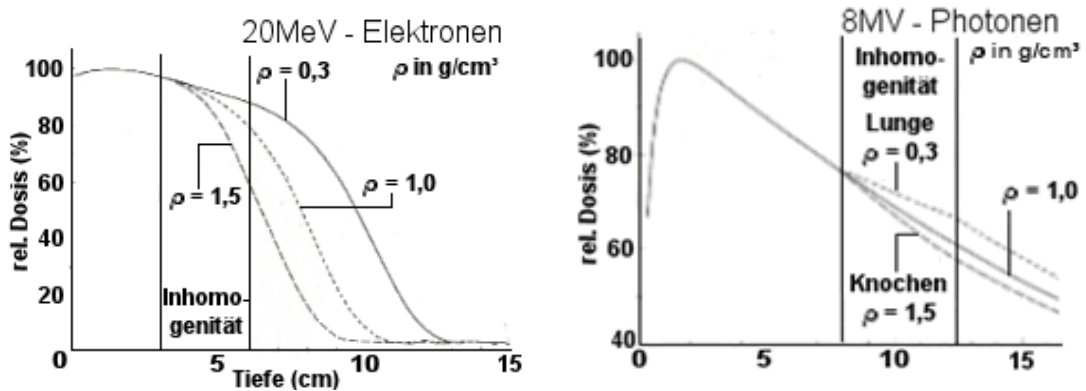


Abb. 1.12: Tiefendosisverteilung bei Durchstrahlung von Inhomogenitäten<sup>19</sup>

Das Dosisquerprofil stellt die Verteilung der Dosis entlang einer Geraden dar, die senkrecht zur Strahlenfeldachse verläuft.

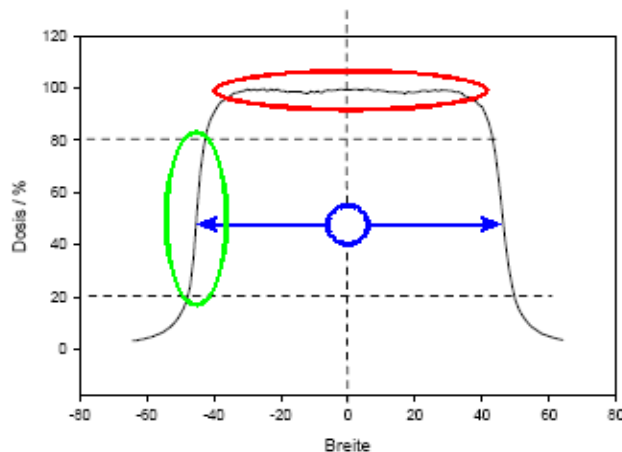


Abb. 1.13: schematische Darstellung des Dosisquerprofils

Das Dosisquerprofil zeigt einen prinzipiellen Verlauf für unterschiedliche Strahlenarten, -energien und Feldgrößen (●). Die Dosis innerhalb des Feldes (●) ist relativ konstant und fällt zum Feldrand hin ab. Die Homogenität des Strahlenfeldes

<sup>19</sup> vgl. [Flent98] - S.50

wird als Flatness (*engl. für: Flachheit*) bezeichnet. Die Dosis wird meist als relative Dosis angegeben, wobei der Dosiswert an der Strahlenfeldachse gleich 100% ist. Im Randbereich des Feldes ist diese Abnahme sehr steil. Den abfallenden Bereich zwischen 80% und 20% der Dosis (●) bezeichnet man als Halbschatten bzw. Penumbra.

Kombiniert man die Tiefendosiskurve und die Dosisquerverteilung von z.B. Photonenstrahlung mit einer Energie von 15 MV, erhält man das Isodosenprofil im Gewebe. Die Isodosen sind wie die Tiefendosisverteilung und das Dosisquerprofil keine Absolutwerte der Dosis, sondern auf das Dosismaximum bezogen relative prozentuale Angaben.

Isodosen werden in der Bestrahlungsplanung zur Visualisierung der Dosisverteilung verwendet. Das Planungssystem errechnet aus einer vorgenommenen Änderung in den Bestrahlungskonfigurationen die Isodosen erneut. Damit wird die Möglichkeit geboten die Bestrahlung des Zielvolumens optisch zu optimieren. Bei der Bestrahlungsplanung wird der Bezug der Isodosen auf einen Punkt, an dem die Dosis 100% betragen soll, im Zielvolumen normiert.

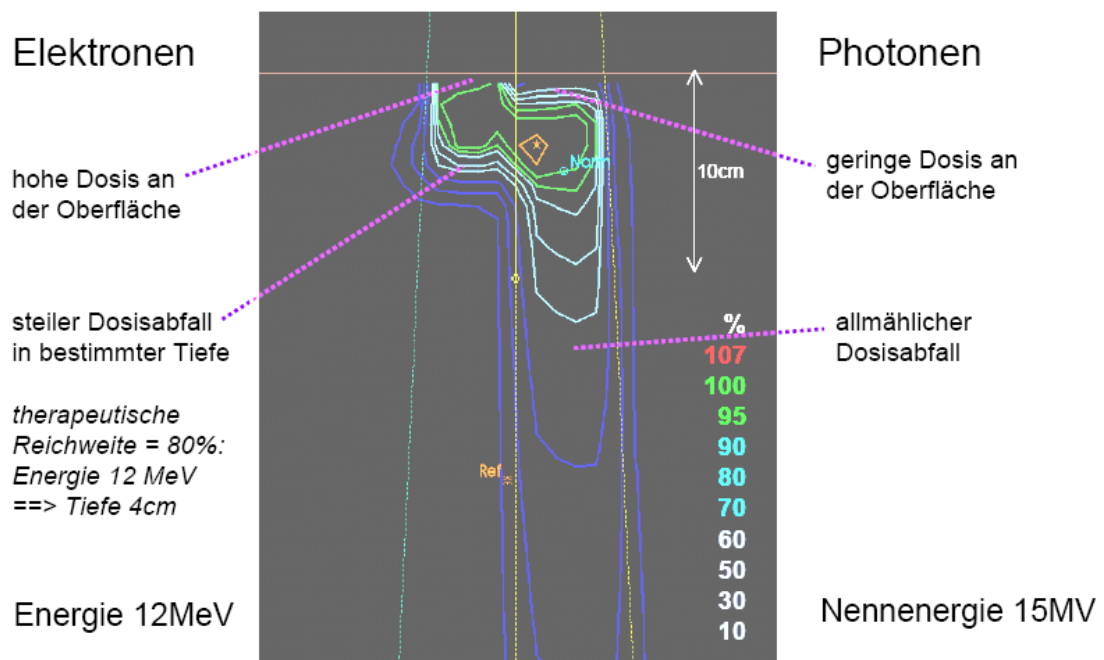


Abb. 1.14: Vergleich der Isodosen von Elektronen und Photonen

### 1.3 Gerätetechnische Grundlagen

Da die Inbetriebnahme eines bestimmten Linearbeschleunigers - ARTISTE™ der Firma Siemens - im Vordergrund dieser Arbeit steht, sollen sich auch die Erklärungen der gerätetechnischen Grundlagen im Wesentlichen auf diesen Beschleuniger.

Ein Linearbeschleuniger besteht hauptsächlich aus 7 Komponenten, die in der folgenden Abbildung dargestellt sind. Diese Komponenten sind:

- Modulator (Erzeugung von Spannungspulsen für das Klystron)
- Klystron (Erzeugung der HF-Welle)
- Elektronenkanone bzw. Gun (Emission der Primärelektronen)
- Beschleunigungsstrecke bzw. Waveguide (Beschleunigung der Elektronen)
- Ulenkmagnet (Lenkung des Elektronenstrahls auf den Patienten)
- Strahlerkopf (Einstellung des Strahlenfeldes durch Blenden, Dosimetrie)
- Detektor (Kontrolle der Patientenlage durch Röntgenbilder)

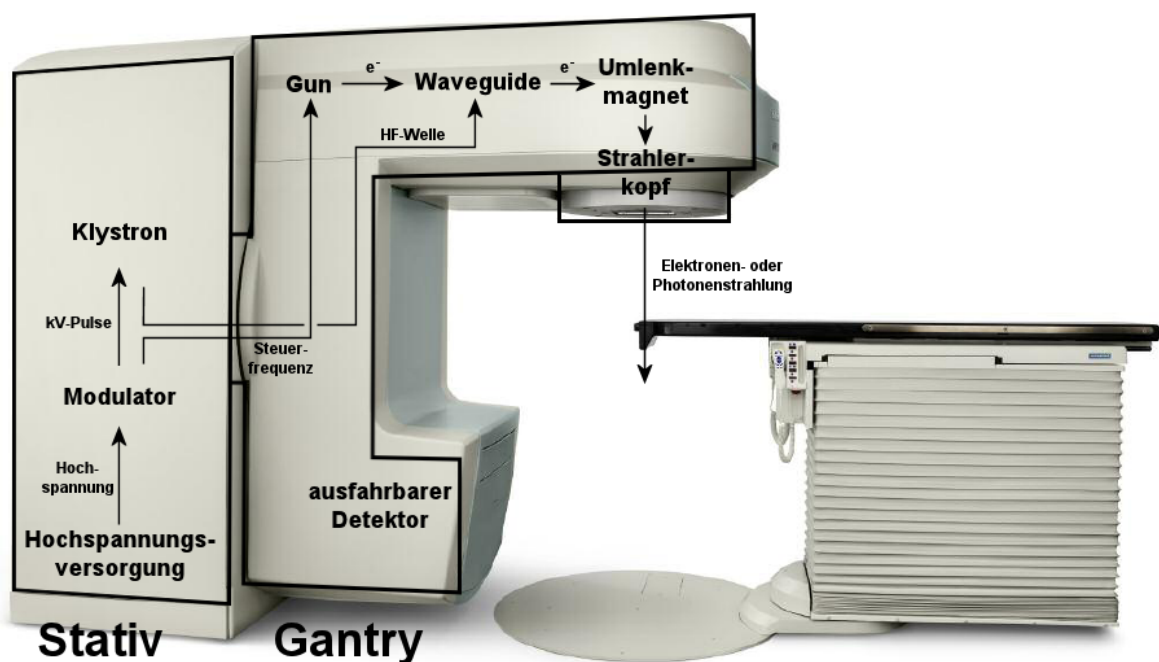


Abb. 1.15: wesentliche Komponenten eines Linearbeschleunigers<sup>20</sup>

<sup>20</sup> in Anlehnung an: [Anger05] - S.389

Die meisten Komponenten eines Linearbeschleunigers benötigen für ihren Betrieb eine Versorgung mit Hochspannung. Durch einen Transformator wird die anliegende Netzspannung in die benötigte Hochspannung von ca. 15 kV umgewandelt.

Die Aufgabe des Modulators ist die Bereitstellung von Hochspannungspulsen für die Erzeugung der Hochfrequenzwelle. Der Modulator besteht aus einem Lade- und einem Entladekreis.

Der Ladekreis setzt sich aus einer Ladedrossel (*engl.*: Charging Choke) und dem Pulsgenerator (*engl.*: pulse forming network - PFN) zusammen. Die Charging Choke ist eine Spule, die den Ladevorgang etwas verzögert. Der Pulsgenerator ist eine Anordnung von mehreren Spulen und Kondensatoren, die einen Schwingkreis formen. Durch seinen Aufbau kann der Pulsgenerator das Doppelte der bereitgestellten Hochspannung speichern.

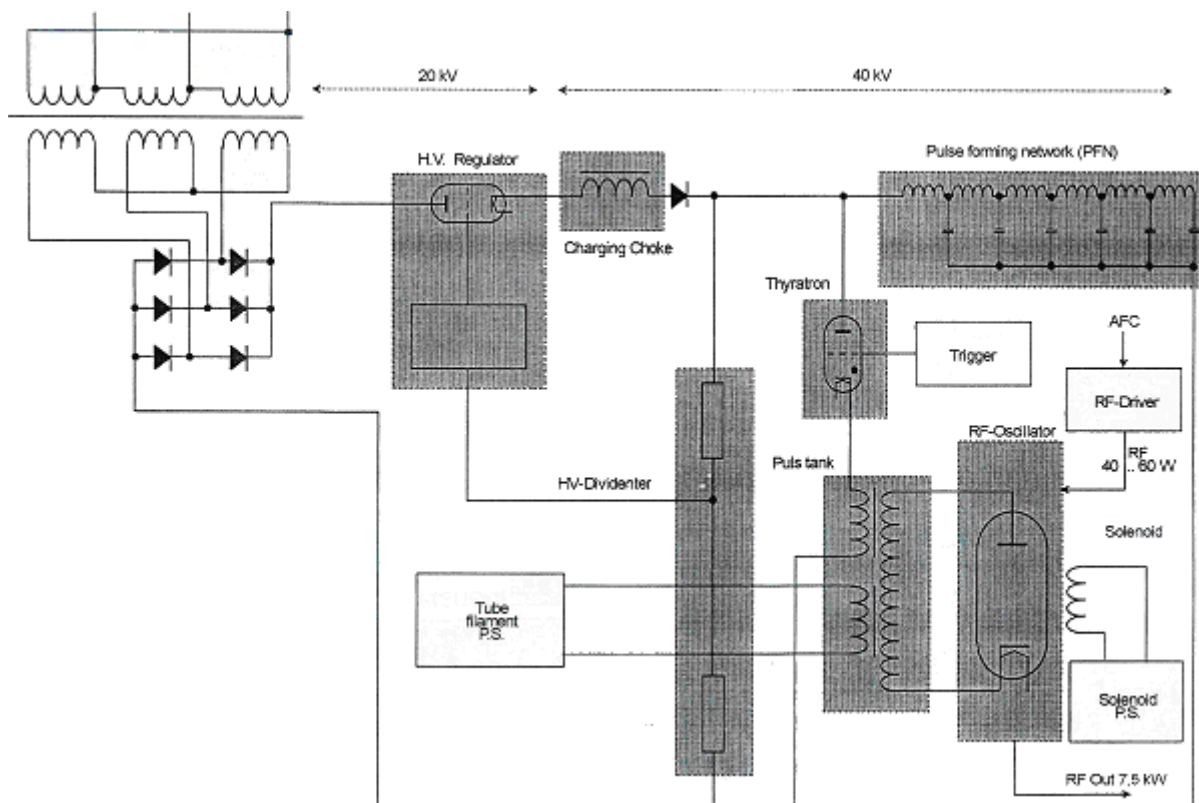


Abb. 1.16: Schaltbild eines Modulators<sup>21</sup>

Die Entladung wird über ein Thyatron gesteuert. Ein Thyatron besteht im Wesentlichen aus Katode, Steuergitter und Anode. Je nach Gitterspannung wird die

<sup>21</sup> [Wolf04]

Katoden-Anoden-Strecke freigeschaltet, es kommt zur Zündung des Plasmas und somit zur Leitfähigkeit. Ein Trigger steuert das Gitter, sodass ein Hochspannungspuls mit einer Breite von  $5\ \mu\text{s}$  und einer Frequenz von ca. 200 Hz erzeugt wird.<sup>22</sup>

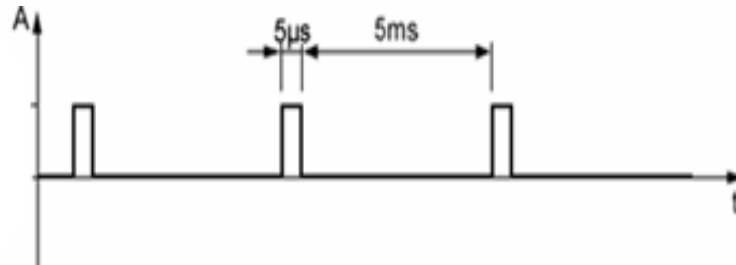


Abb. 1.17: schematische Darstellung des Hochspannungspulses

Das Klystron dient der Erzeugung bzw. Verstärkung von Hochfrequenzwellen.

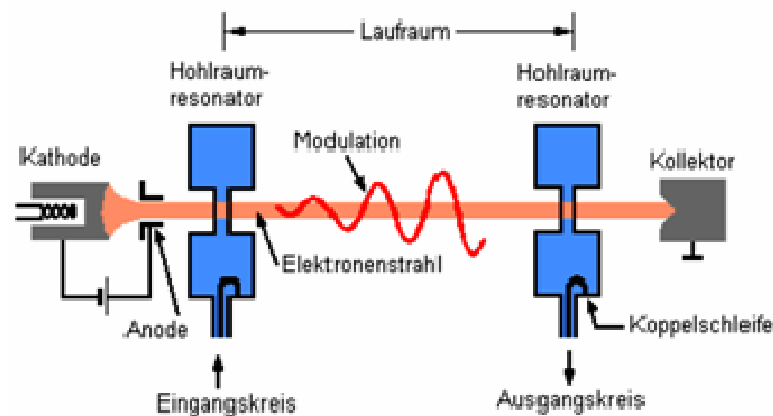


Abb. 1.18: Zwei-Kammer-Klystron

Die von der Katode emittierten und durch die Zylinderanode beschleunigten Elektronen setzen ihren Weg durch den Laufraum bis zum Kollektor fort. Im katodenseitigen Hohlraumresonator (Eingangskreis bzw. Steuerkreis) erfahren die Elektronen durch die eingekoppelte HF-Welle eine Beschleunigung, Bremsung oder bleiben unbeeinflusst. Nach Verlassen des Eingangskreises driften die Elektronen durch den feldfreien Laufraum. In Folge der modulierten Geschwindigkeiten kommt es im Laufraum zu einer Dichtemodulation (*engl.*: Bunching) des Elektronenstrahls und es entstehen Elektronenpakete. Im zweiten Hohlraumresonator (Ausgangskreis) wiederholen sich diese Elektronenpakete mit der Frequenz des HF-Eingangssignals, besitzen aber eine höhere Amplitude und es kann Energie aus dem Elektronenstrahl

<sup>22</sup> Lehrmaterial der Firma Siemens: „Linac Service Essentials for Physicists“

ausgekoppelt werden. Die im Ausgangskreis ausgekoppelte Energie ist gegenüber der eingekoppelten Energie wesentlich verstärkt. Die Restenergie wird im Kollektor in Wärme und Röntgenstrahlung umgewandelt.

Das Klystron erzeugt eine Mikrowelle mit einer Frequenz von 2,998 GHz und einer Spitzenleistung von ca. 7,5 MW. Anschließend wird die Mikrowelle in die Beschleunigungsstrecke geleitet und dient der Beschleunigung der Elektronen für die Bestrahlung.

Der Weg der Elektronen beginnt in der Elektronenkanone. In der gesamten Strecke von der Gun bis zum Austrittsfenster nach der Strahlablenkung zum Patienten herrscht ein Hochvakuum.

In der Katode werden die Elektronen durch Glühemission erzeugt und mit einer anliegenden Spannung von ca. 12 kV zur Anode beschleunigt.

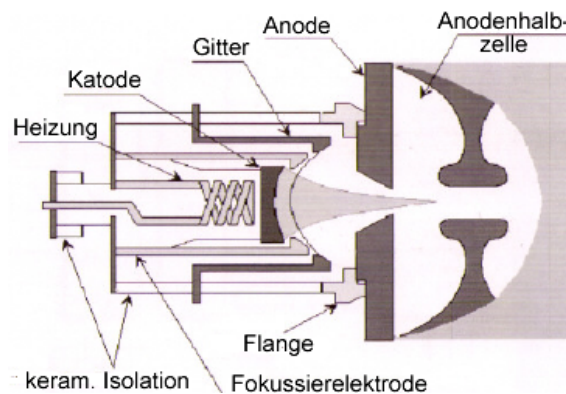


Abb. 1.19: Elektronenkanone der Firma Siemens<sup>23</sup>

Ein Gitter zwischen Katode und Anode, das mit der im Modulator erzeugten gepulsten Spannung angesteuert wird, synchronisiert das Eintreten der Elektronen in das Beschleunigerrohr mit der Hochfrequenzwelle.<sup>23</sup>

Der gepulste Elektronenstrahl tritt nach der Gun in das Beschleunigerrohr ein. Dieses besteht aus einer Anzahl Hohlraumresonatoren bzw. Kavitäten.

In die Beschleunigungsstrecke wird neben dem Elektronenstrahl noch die im Klystron erzeugte Mikrowelle eingekoppelt. Diese durchläuft das Rohr und wird an den Enden reflektiert. Auf Grund der Geometrie der Beschleunigungsstrecke entsteht eine stehende Welle.

<sup>23</sup> [Flent98] - S.34



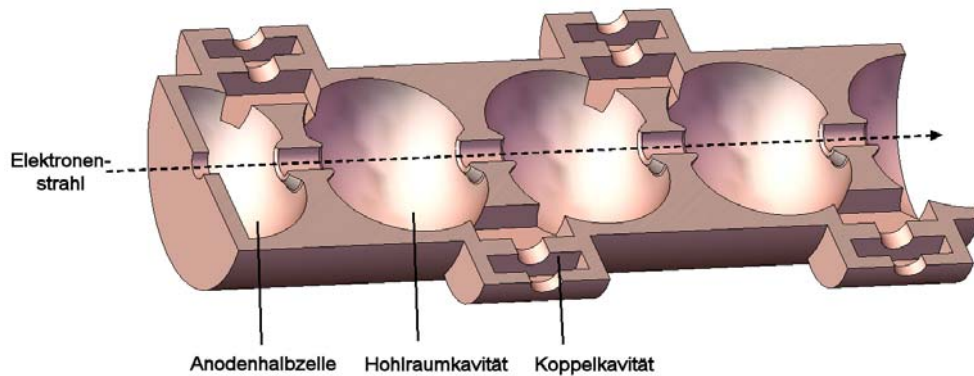


Abb. 1.20: schematische Darstellung eines Beschleunigerrohres

Eine stehende Welle zeichnet sich durch ortsfeste Schwingungsknoten und -bäuche aus. Die Kavitäten, in denen es zur Ausbildung von Schwingungsknoten kommt, sind feldfrei, deswegen werden sie als Kopplungskavitäten an die Seite der Beschleunigungsstrecke verlagert. Der Transport der HF-Welle bleibt erhalten.<sup>24</sup> Der elektrische Feldstärkevektor alterniert in den Kavitäten und verläuft parallel bzw. antiparallel zur Mittelachse der Beschleunigungsstrecke. Die Beschleunigung der Elektronen (●) erfolgt durch den parallel zum Strahl verlaufenden elektrischen Feldstärkevektor (→) der Hochfrequenzwelle.

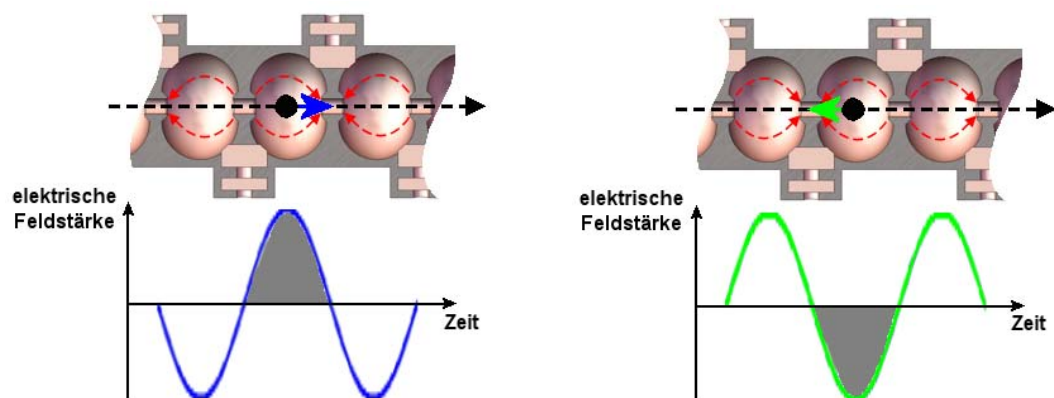


Abb. 1.21: Verlauf der elektrischen Feldstärke zu den Zeitpunkten  $t_1$  (links) und  $t_2$  (rechts)<sup>25</sup>

Die eingekoppelten Elektronen besitzen eine Energie von nur rund 100 – 200 keV und somit nur einen Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit. Um die Elektronen weiter zu beschleunigen muss die Phasengeschwindigkeit der HF-Welle, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, angepasst werden.<sup>25</sup>

<sup>24</sup> Lehrmaterial der Firma Siemens: „Linac Service Essentials for Physicists“

<sup>25</sup> [Anger05] - S.387ff.

Die Elektronen werden im ersten Drittel der Beschleunigungsstrecke, dem sog. Buncher, auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und in Bunches (*engl. für: Pakete*) geteilt.

In die Beschleunigungsstrecke wird aus der Elektronenkanone ein großes Elektronenpaket über  $5 \mu\text{s}$  in die Beschleunigungsstrecke einkoppelt. Dieses Paket soll zur Veranschaulichung der Bündelung, wie in der folgenden Abbildung dargestellt, in drei Bereiche geteilt werden. Zum Zeitpunkt der positiven Halbwelle befinden sich die drei Pakete in der 2. Hälfte einer Kavität. Das vordere Elektronenpaket ist dem Ende der Kavität sehr nah und erfährt daher nur eine geringe Beschleunigung. Die hinteren Elektronen hingegen werden sehr stark beschleunigt. Folge dieser unterschiedlich starken Beschleunigung ist die Komprimierung bzw. Bündelung ( $\dashrightarrow$ ) der Elektronenpakete.

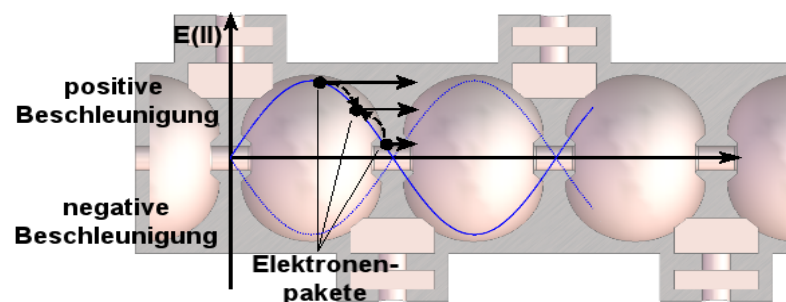


Abb. 1.22: schematische Darstellung der Elektronenbündelung im Buncher<sup>26</sup>

Beim Verlassen der Bunchersektion ist das Elektronenpaket stark komprimiert und hat die richtige Phasenlage zur stehenden HF-Welle, sodass es weiter optimal beschleunigt werden kann.

Allerdings führt eine weitere Beschleunigung nicht zur Erhöhung der Geschwindigkeit des Elektronenpaketes. Beim Verlassen des Bunchers bewegt es sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit und eine weitere Beschleunigung im Sinne der Relativitätstheorie führt lediglich zu einer Vergrößerung der Masse des Elektronenpaketes.

Verlässt der Elektronenstrahl die Beschleunigungsstrecke, hat er die gewünschte Energie von z.B. 20 MeV erreicht. Des Weiteren ist der Strahl, wie schon erwähnt, gepulst. Zum einen mit dem Hochspannungspuls des Modulators, d.h. alle 5 ms ist der Elektronenstrahl für  $5 \mu\text{s}$  aktiv. Zum anderen teilt die 3 GHz-Mikrowelle den

<sup>26</sup> vgl.: [Wolf04]

Makropuls (schwarz) in entsprechend viele Mikropulse (blau) auf, so wie es die folgende Abbildung darstellt. Die schwarzen Punkte stellen die Elektronenpakete dar.

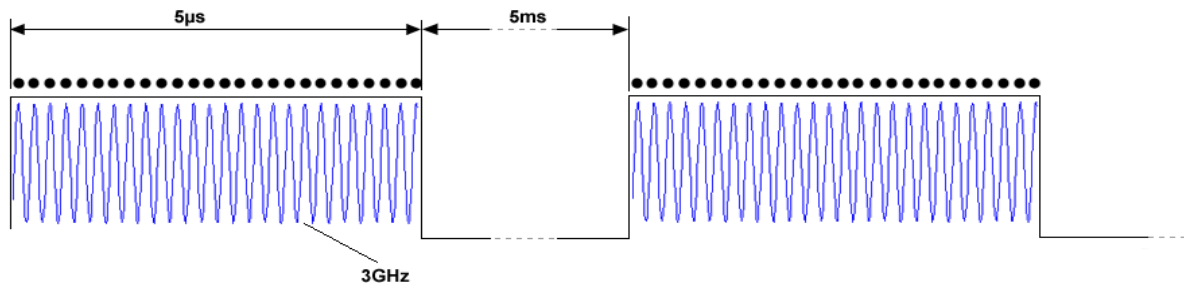


Abb. 1.23: Darstellung von Makro- und Mikropuls<sup>27</sup>

Die Elektronen treten nach dem Verlassen der Beschleunigerstrecke in den Umlenkmagnet ein. Der Strahl wird durch Magnetfelder um  $270^\circ$  abgelenkt. Die Ablenkung erfolgt achromatisch, d.h. unabhängig von der verwendeten Elektronenenergie wird der Elektronenstrahl so abgelenkt, dass er auf die gleiche Position und im gleichen Winkel auf das Target trifft. Elektronen, deren Energie zu stark von der mittleren Energie abweicht, werden durch das Magnetfeld herausgefiltert, da sie entweder zu stark oder zu schwach abgelenkt werden. Die Elektronen, die den Ablenkmagnet durch das Austrittsfenster verlassen, besitzen ein Energiespektrum von ca.  $\pm 7\%$  der eingestellten Energie.<sup>27</sup>

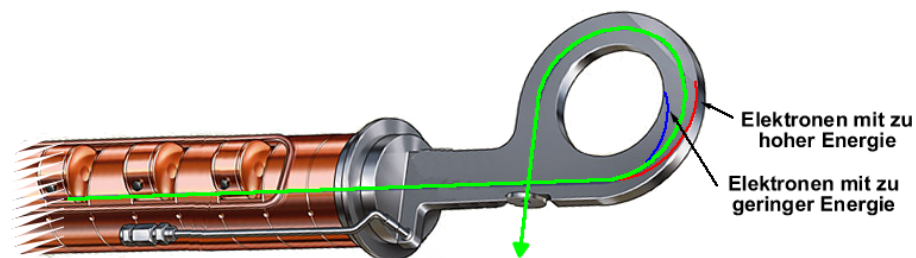


Abb. 1.24: achromatische Strahlablenkung um  $270^\circ$ <sup>28</sup>

<sup>27</sup> Lehrmaterial der Firma Siemens: „Linac Service Essentials for Physicists“

<sup>28</sup> mit freundlicher Genehmigung von Kevin Hulseby Illustration, Inc.

Der Strahlerkopf besteht im Wesentlichen aus dem einschiebbaren Target, Ausgleichsfiltern, einer Ionisationskammer und dem Blendensystem. Die folgende Abbildung stellt den Strahlerkopf des ONCOR™ dar. Die Strahlerköpfe von ONCOR™ und ARTISTE™ sind abgesehen vom MLC vergleichbar.

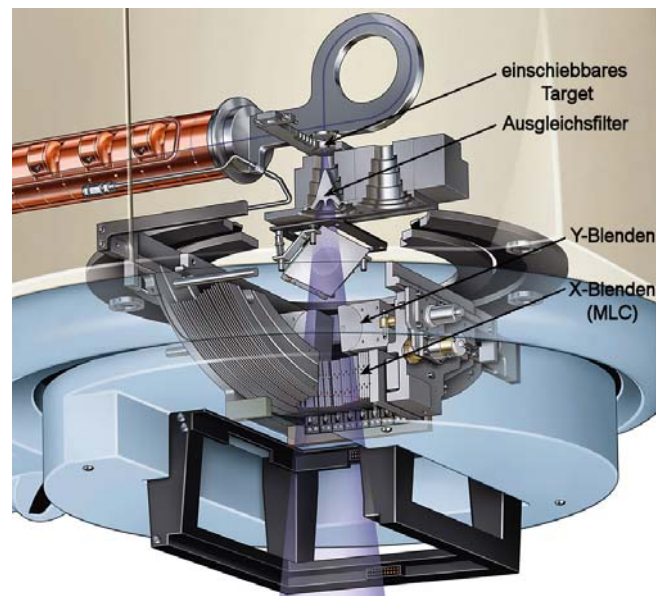


Abb. 1.25: Strahlerkopf und die wesentlichsten Komponenten<sup>29</sup>

Das Target dient der Umwandlung von Elektronenstrahlung in Photonenstrahlung. Die Elektronen werden im kernnahen Bereich der Targetatome abgebremst und erzeugen Röntgenbremsstrahlung. Das Energiespektrum der Röntgenbremsstrahlung ist auf Grund des variablen Abstandes zwischen Elektron und Atomkern kontinuierlich. Ursache für die Abbremsung ist das Coulomb-Feld des Atomkerns.

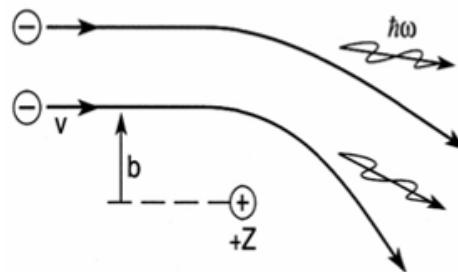


Abb. 1.26: Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung

<sup>29</sup> mit freundlicher Genehmigung von Kevin Hulsey Illustration, Inc.

Der emittierte Photonenstrahl ist sehr schmal und muss mittels Ausgleichsfilter aufgedehnt und homogenisiert werden. Für Elektronenstrahlung erfüllen Streufolien diese Funktion.

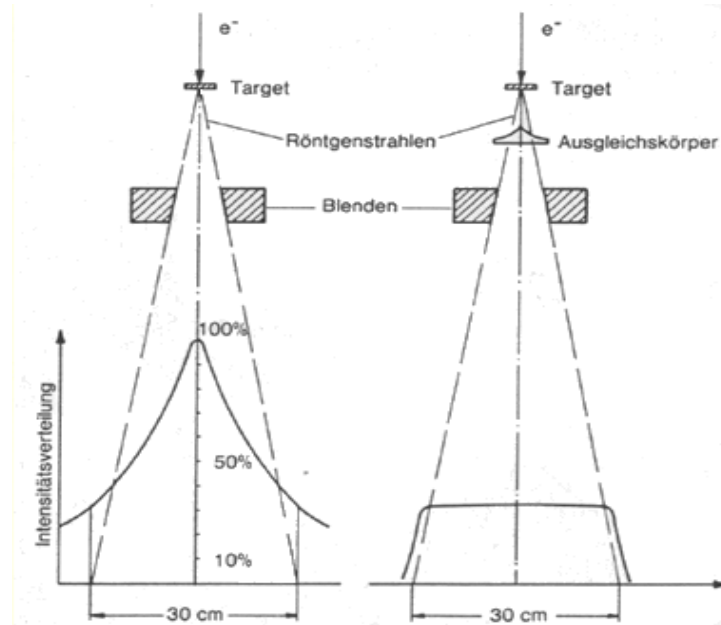


Abb. 1.27: Strahlaufweitung und Homogenisierung<sup>30</sup>

Kontrolliert wird der homogenisierte Strahl mittels Ionisationskammer, die zum Einen aus den Messkammern Mon 1 und Mon 2 für die reine Dosismessung besteht und zum Anderen durch die Segmente 1 bis 4 Aussagen über die Symmetrie und die Flatness ermöglicht.

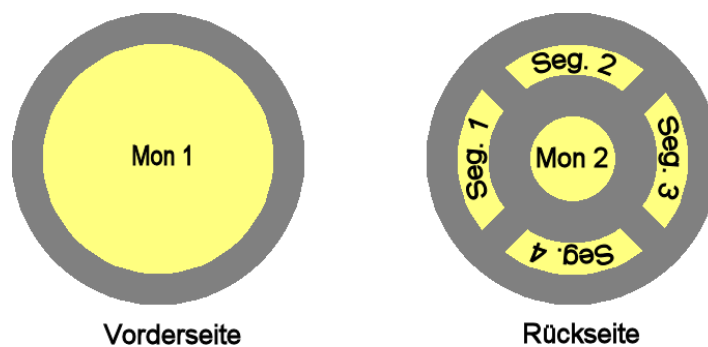


Abb. 1.28: schematische Darstellung der Ionisationskammer<sup>31</sup>

Das Blendensystem besteht aus den Y- und den X-Blenden. Die Y-Blenden sind massive Blei- oder Wolframblöcke, die das Feld regulär begrenzen. Die X-Blenden

<sup>30</sup> [Wolf04]

<sup>31</sup> vgl.: Lehrmaterial der Firma Siemens: „Linac Service Essentials for Physicists“

bestehen aus vielen einzeln steuerbaren Lamellen und können das Feld irregulär formen. Die X-Blenden werden auch als Multi-Leaf-Kollimator (MLC) bezeichnet. Im Kapitel 2 wird auf die Technik eines MLC näher eingegangen.

Mit dem Detektor lässt sich die Lage des Patienten zu Beginn der Bestrahlung überprüfen. Außerdem kann während der Bestrahlung kontrolliert werden, wie sich das Zielvolumen in Folge der Bestrahlung verändert, d.h. es kann auf morphologische Veränderungen direkt reagiert werden. Ebenso wird auch die Lageänderung des Zielvolumens in Folge physiologischer Prozesse, wie zum Beispiel der Atmung, kontrolliert.

Das Verfahren der Bildgebung in der Strahlentherapie ist unter dem Namen electronic Portal Imaging Device (*kurz: EPID*) bekannt.

Auf dem aktuellen Stand der Technik haben sich zwei Detektorsysteme durchgesetzt: Fluoreszenzschirme und Ionisationskammern.<sup>32</sup>

Siemens schlägt mit dem ARTISTE™ allerdings einen neuen Weg und verwendet das sog. Flatpanel, ein auf amorphem Silizium basierendes Detektorsystem.

Der Fluoreszenzschirm besteht im Wesentlichen aus zwei Schichten, einer Metallplatte, die die transmittierte Strahlung in Elektronen umwandelt, und einer Fluoreszenzschicht, in der die erzeugten Elektronen eine Lichtemission verursachen. Die Schicht kann je nach Hersteller aus Phosphor,  $Gd_2O_2S$  oder einem anderen fluoreszierenden Stoff bestehen.

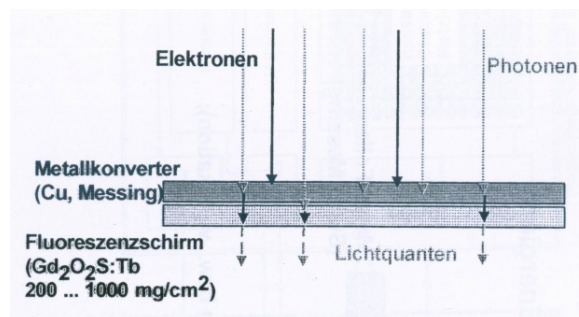


Abb. 1.29: Aufbau eines Fluoreszenzschirmes<sup>33</sup>

Das Fluoreszenzlicht wird durch einen um 45° geneigten Spiegel auf eine Kamera reflektiert, die das Bild über einen Computer auf einem Monitor ausgibt.

<sup>32</sup> [Flent98] - S.153

<sup>33</sup> vgl.: [Wolf04]

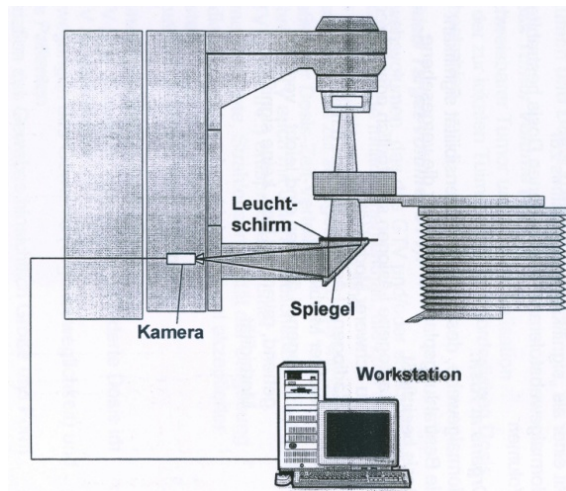


Abb. 1.30: videobasiertes EPID<sup>34</sup>

Ionisationskammersysteme bestehen aus zwei Elektrodenanordnungen mit je 256 Elektroden, die senkrecht zu einander angeordnet sind. Die Zwischenräume, die von den Elektroden aufgespannt werden, sind mit 2,2,4-Trimethylpentan gefüllt.

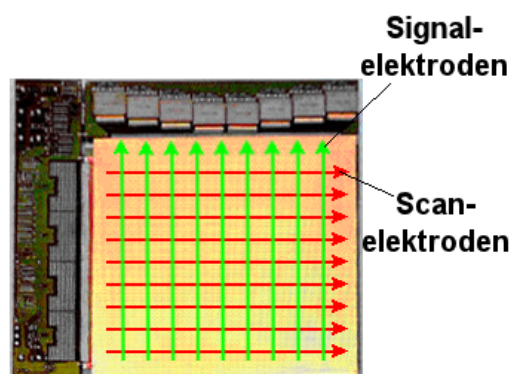


Abb. 1.31: Ionisationskammerdetektor<sup>34</sup>

2,2,4-Trimethylpentan wird je nach Stärke der Strahlenexposition unterschiedlich stark ionisiert. Um den Detektor auszulesen wird an die Scanelektroden eine Betriebsspannung von 300 V angelegt. Die Spannung liegt an jeder Kammer für ca. 20 ms an. Das entstehende Messsignal wird mit einem Elektrometer abgenommen und über einen Verstärker an einen Computer übertragen. Der Computer setzt die Messsignale in Grauwerte um und errechnet somit das Bild. Es entsteht keine direkte Aufnahme, sondern eine Bildkonstruktion aus Messsignalen.<sup>34</sup>

<sup>34</sup> [Flent98] - S.153

Auf amorphen Silizium basierende Detektoren besitzen eine strahlenempfindliche Schicht aus Selen oder Cäsiumjodid (CsJ). Durch die Wechselwirkungen der Photonen mit der CsJ-Schicht werden Lichtquanten emittiert, die in Photodioden in der Siliziumschicht elektrischen Ladungen verursachen. Die Ladung wird in digitale Daten umgewandelt und als Bild ausgegeben.

Eine Selenschicht hingegen ermöglicht die direkte Umwandlung der Photonen in Ladungsträger, welche wiederum für die Bildgebung genutzt werden.

Die Detektorsysteme sind an das untere Ende der Gantry montiert und werden bei Bedarf in den Strahlengang ausgefahren.

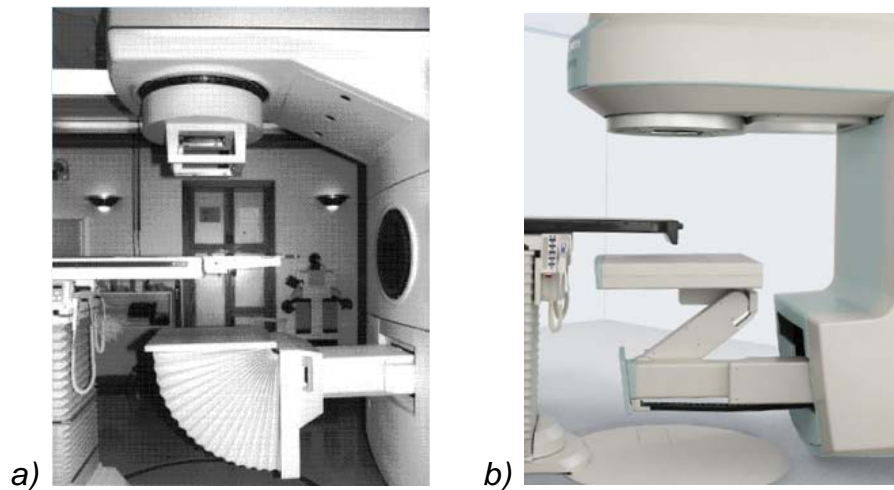


Abb. 1.32: a) videobasiertes EPID; b) Flatpanel der Firma Siemens



## 2 Konformale Strahlentherapie mit Multi-Leaf-Kollimator

Durch das Bestreben gesundes Gewebe während der Bestrahlung zu schonen, versuchte man von den konventionellen Feldern zu individuell geformten Feldern zu wechseln. Neben der Herstellung und Verwendung von Cerrobend-Blöcken, die für jeden Patienten angefertigt werden mussten, wurde ein Blendensystem entwickelt, welches es ermöglicht, das Feld irregulär zu formen. Dieses Blendensystem besteht aus mehreren Elementen bzw. Lamellen und wird als Multi-Lamellen-Kollimator (*engl.*: Multi-Leaf-Collimator) bezeichnet.

Die Form das Feld kann mittels des MLC an viele verschiedene Zielvolumina angepasst werden, folglich verringert sich die Exposition für das angrenzende gesunde Gewebe.

### 2.1 Historische Entwicklung der MLC-Technik

Die Idee zur Formung irregulärer Felder (2) kam zu Beginn des 20. Jh. auf. 1906 erhielt *Robinson* das Patent für einen Multi-Element-Kollimator für die diagnostische Radiologie. Jedes Element des Kollimators (1) konnte manuell eingestellt werden. Das Patent wurde in den 1980er Jahren von *Maas* und *Alexandrescu* wieder aufgegriffen und weiterentwickelt.

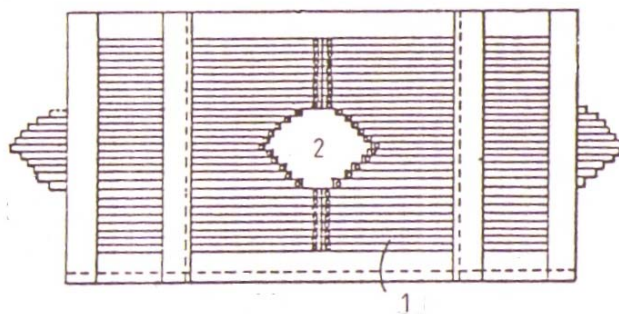


Abb. 2.1: MLC von Robinson (1906)<sup>35</sup>

Der erste Multi-Leaf-Kollimator für den strahlentherapeutischen Einsatz wurde 1959 von *Gscheidlen* entwickelt.

<sup>35</sup> [Webb93] - S.221

Der Kollimator bestand aus vier senkrecht zueinander angeordneten Lamellenbänken mit je fünf Lamellen (10), wie er in Abbildung 2.2 dargestellt ist.<sup>35</sup>

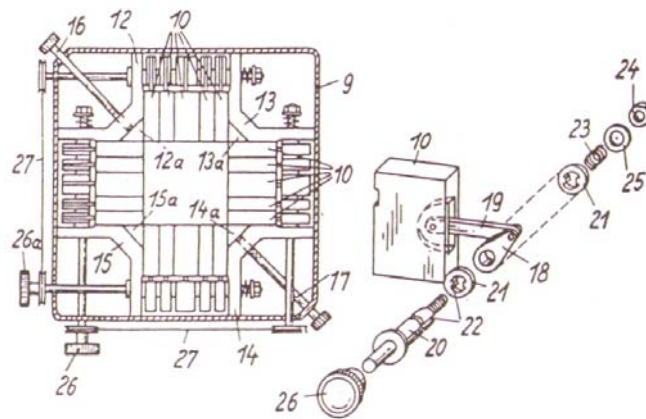


Abb. 2.2: MLC von Gscheidlen (1959) mit Einstellmechanismus<sup>36</sup>

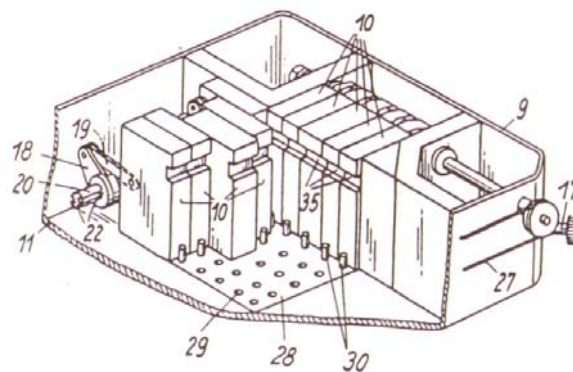


Abb. 2.3: schematische Darstellung des MLC von Gscheidlen (1959)<sup>36</sup>

Eingestellt werden die Felder durch zwei Kurbeln (26, 26a), die jeweils gegenüberliegende Lamellenbänke bewegen. Zur Positionierung der Lamellen werden Stifte (30) in die mit Bohrungen (29) versehene Grundplatte (28) gesteckt. Der Weg der Lamellen wird dadurch blockiert und bestimmt die Endposition. Rutschkupplungen (21) lassen es zu, dass die anderen Lamellen noch weiter bewegt werden können.

Den ersten modernen Multi-Leaf-Kollimator entwickelte *Brahme* Mitte der 80er Jahre. Der Kollimator besteht aus 32 Lamellenpaaren aus Wolfram. Die Lamellen (46) haben eine gebogene Form. Die Krümmung der oberen und unteren Kanten hat ihren Mittelpunkt im Zentrum der Strahlenquelle.

<sup>36</sup> [Webb93] - S.221ff.

In der seitlichen Betrachtung (siehe Abbildung 2.4a) erkennt man die fächerartige Anordnung der Lamellen. Dieser Fächer hat seinen Mittelpunkt ebenfalls im Zentrum der Strahlenquelle.

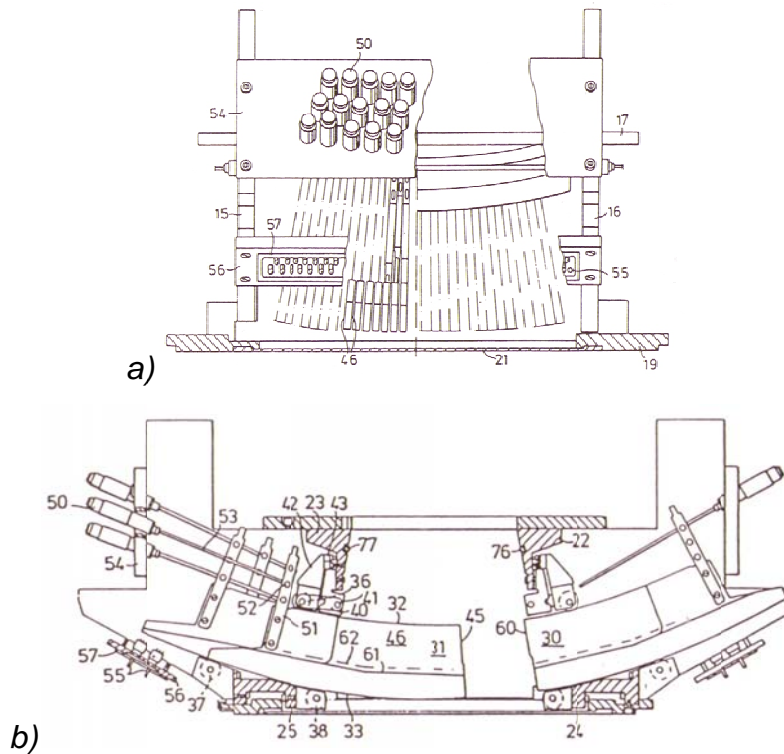


Abb. 2.4: MLC von Brahme (1985) in Seiten- (a) und Vorderansicht (b) <sup>37</sup>

Durch die Anordnung und Form der Lamellen erreicht man eine Fokussierung unabhängig von der Position der Lamellen. Die Eigenschaft der Lamellen den Strahl axial und lateral zu fokussieren, wird als „doppel fokussiert“ bezeichnet.

Jede Lamelle ist durch eine Gewindestange (53) mit einem Motor (50) verbunden. Die Führung erfolgt durch Rollenlager (36, 37 und 38).

Zur Verminderung der Leckstrahlung sind die Lamellen nicht glatt ausgeführt, sondern mit Stufenversätzen (45, 60) versehen, so dass es zwischen ihnen keinen durchgehenden Raum gibt.

Ein einblendbares Lichtfeld dient zur Einstellung der Felder.

*Ishigaki* entwickelte Ende der 1980er einen Multi-Leaf-Kollimator, dessen Lamellen die Mittellinie des Strahlenfeldes überschreiten konnten. Dies wird als over-run bzw. over-travel bezeichnet. Der over-travel ermöglicht es das Strahlenfeld an

<sup>37</sup> [Webb93] - S.223

Zielvolumina anzupassen, die außerhalb der Rotationsachse liegen. Somit kann das Strahlenfeld auch an Zielvolumina angepasst werden, die teilweise außerhalb der Rotationsachse liegen.

Eine sehr wichtige Rolle spielt der over-travel auch bei der intensitätsmodulierten Bestrahlung, weil sich die einzelnen Felder auch aus sehr kleinen Elementen zusammensetzen, die nicht auf der Mittellinie liegen.

Im Laufe der Zeit gab es verschiedene Variationen der Kollimatoren, dennoch blieb das Prinzip gleich. Die meisten MLC bestehen aus Wolfram und sind computergesteuert bzw. -kontrolliert. Sie bestehen aus zwei Lamellenbänken mit einer gewissen Anzahl an Lamellen. Der neuste MLC der Firma Siemens besitzt 160 Lamellen.

## **2.2 *Eigenschaften moderner Multi-Leaf-Kollimatoren***

Vorab soll festgelegt werden, dass sämtliche Größenangaben den Projektionen im Isozentrum entsprechen. Sollte sich die Größe auf die tatsächliche physische Größe beziehen, wird es explizit angegeben.

### **2.2.1 Mechanische und geometrische Eigenschaften**

Moderne Multi-Leaf-Kollimatoren unterscheiden sich in integrierte Kollimatoren und Mini- oder Mikro-MLC, die zusätzlich in den Strahlengang eingebracht werden können. Hauptaugenmerk liegt in dieser Arbeit auf den integrierten Systemen.

MLC lassen sich im Allgemeinen durch die folgenden mechanischen und geometrischen Eigenschaften charakterisieren:<sup>38</sup>

- maximale Feldgröße
- Lamellenbreite
- maximaler over-travel
- Interdigitation bzw. Ineinandergreifen
- Anordnung des MLC in Bezug auf weitere Blenden
- Fokussierung

---

<sup>38</sup> [Schle06] - S.258

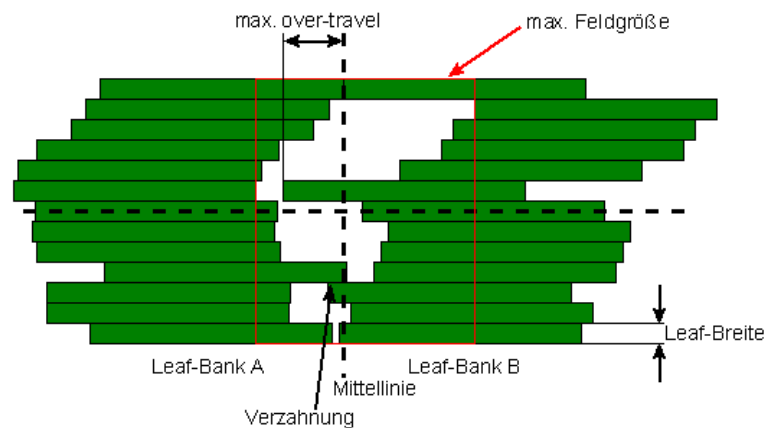


Abb. 2.5: schematische Darstellung mechanischer und geometrischer Parameter eines MLC<sup>38</sup>

Die maximale Feldgröße bei heutigen integrierten MLC beläuft sich auf bis zu 40x40 cm<sup>2</sup>. Für sehr kleine Strahlenfelder bis zu Größen von 10x10 cm<sup>2</sup> werden sog. Mini- oder Mikro-MLC verwendet, die zusätzlich in den Strahlengang eingesetzt werden können.

Die Lamellenbreite liegt heute üblicherweise im Bereich von 5 bis 10 mm. Es hat sich empirisch gezeigt, dass mit einer feineren räumlichen Auflösung im Isozentrum die Dosis besser geformt werden kann. Dennoch gibt es eine physikalische Grenze. Wie schon erwähnt, hat ein Strahlenfeld einen Halbschatten bzw. Penumbra der Breite  $p$ . Ist die Leaf-Breite feiner als die Hälfte der Penumbra ( $p/2$ ), führt dies zu keiner weiteren Verbesserung der Dosisverteilung. Ausgehend von integrierten MLC mit einer Penumbra von ca. 8 bis 10 mm, ergibt sich demnach eine optimale Lamellenbreite von 5 mm. Die Genauigkeit der Positionierung der Lamellen liegt bei ca. 1 mm.<sup>38</sup>

Der over-travel gibt an, wie weit die Lamellen die Mittellinie überschreiten können. Diese Funktion ist notwendig um komplexe Felder formen zu können. Allerdings birgt ein großer over-travel mechanische Probleme, da sich mit der Länge der Lamellen mechanische Probleme mit der Führung ergeben.

Siemens ermöglicht einen maximalen over-travel von 20 cm, der durch das Verschieben der gesamten Lamellenbank erreicht wird.

Prinzipiell können die Lamellen die gegenüberliegenden benachbarten Lamellen passieren. Dieses Ineinandergreifen ist bei manchen Herstellern, u.a. Siemens, nicht möglich. Sie muss bei der Planung berücksichtigt werden. Allerdings spielt die

Interdigitation nur für die intensitätsmodulierte Bestrahlung eine große Rolle, da viele kleine und oft sehr komplexe Felder für eine Einstellung benötigt werden.<sup>39</sup>

Die Konfiguration des Blendensystems variiert zwischen den verschiedenen Herstellern. Bei Beschleunigern der Firma Elekta ist das obere Festblendenpaar durch eine Kombination aus Lamellenblenden und Backupblenden ersetzt. Siemens hingegen nutzt den MLC als Ersatz für die unteren Blenden und Varian arbeitet mit einer Tertiärstruktur, d.h. der MLC ist zusätzlich zu den oberen und unteren Blenden angebracht.<sup>39</sup>

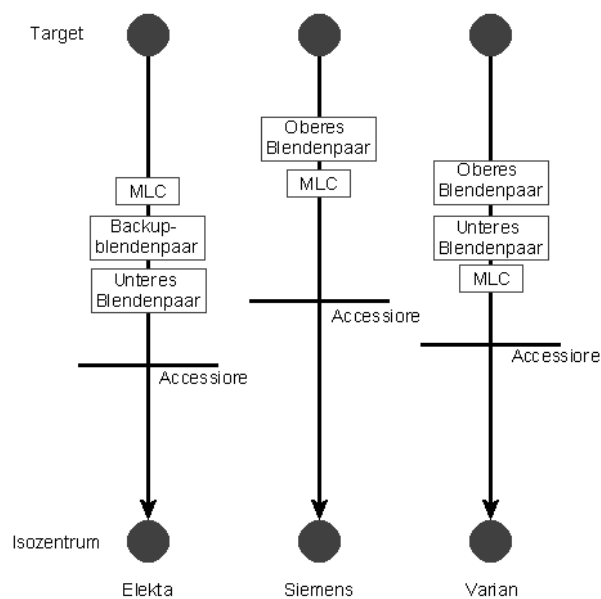


Abb. 2.6: MLC-Konfigurationen im Strahlkopf<sup>39</sup>

Für eine genaue Eingrenzung des Strahlenfeldes müssen die Lamellen fokussiert werden oder fokussiert gefertigt werden. Hierbei sind zwei Arten zu unterscheiden, die Doppelfokussierung und die Einfachfokussierung. Beiden gemein ist die Ausrichtung der Lamellenenden auf den Fokus. Auf die Fokussierung soll im folgenden Punkt eingegangen werden, da sie für die physikalischen Eigenschaften eine große Rolle spielt.

<sup>39</sup> [Schle06] - S.260, 261

## 2.2.2 Physikalische Eigenschaften

Zusätzlich zu den mechanischen und geometrischen Eigenschaften werden die Multi-Leaf-Kollimatoren auch durch ihre physikalischen Merkmale charakterisiert. Zu diesen gehört die Penumbra. Wie schon beschrieben ist die Penumbra der Dosisabfall von 80% bis 20% der Maximaldosis am Rand des Strahlenfeldes.

Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen den Distanzen des Kollimators zum Fokus sowie zum Patienten. Eine kleine Penumbra wird demnach durch einen großen Abstand zwischen Fokus und Kollimator erzeugt.

Allerdings soll der Abstand zwischen Patient und Strahlerkopf auch groß gehalten werden, um die Verwendung von einschiebbaren Blöcken, Keilen und anderem Zubehör zu ermöglichen.<sup>40</sup>

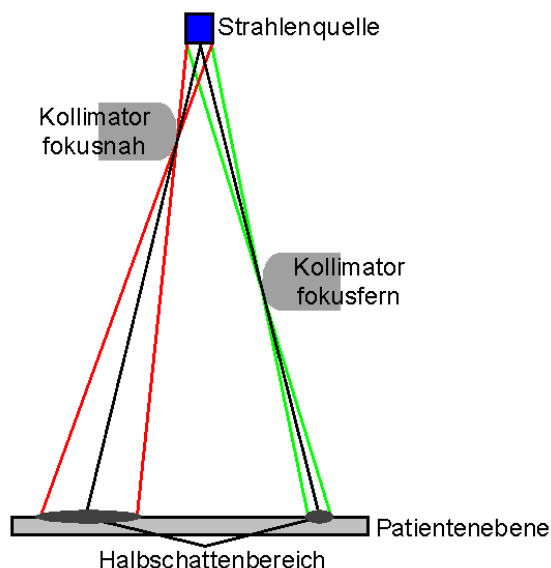


Abb. 2.7: Halbschattenbereiche in Abhängigkeit zum Abstand Quelle - Kollimator

Um eine möglichst kleine Penumbra zu erzeugen, müssen die Kanten der Lamellen abhängig von deren Position auf die Quelle gerichtet sein.

Für die Fokussierung senkrecht zur Bewegungsrichtung der Lamellen eignen sich Lamellen mit einem trapezförmigen Querschnitt oder mit einer fächerartigen Anordnung, wie im Kollimator von *Brahme*.

<sup>40</sup> [Schle06] - S.264

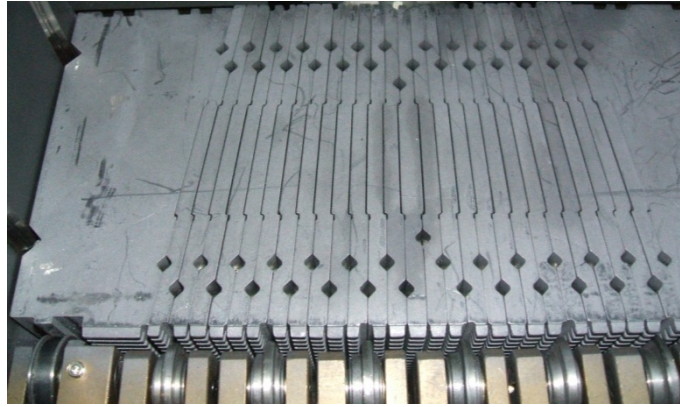


Abb. 2.8: MLC mit trapezförmigen Lamellen

Allerdings erhöht sich mit dieser Fokussierung auch die Leckstrahlung (*engl.*: Leakage) durch die Lamellenzwischenräume, da die Freiräume zwischen den Lamellen auf die Strahlenquelle gerichtet sind.

Die Fokussierung in Richtung der Lamellenbewegung kann realisiert werden, indem die Lamellen auf Kreisbahnen laufen (Abb. 40c) oder durch drehbare Enden (Abb. 40b), welche sich abhängig von der Position einstellen. Beide Lösungen sind jedoch mit technischen Problemen verbunden, weshalb in den meisten Linearbeschleunigern abgerundete Lamellenenden (Abb. 40a) verwendet werden. Sie erzeugen eine akzeptable Penumbra, die nicht völlig von der Position der Lamellen abhängig ist.

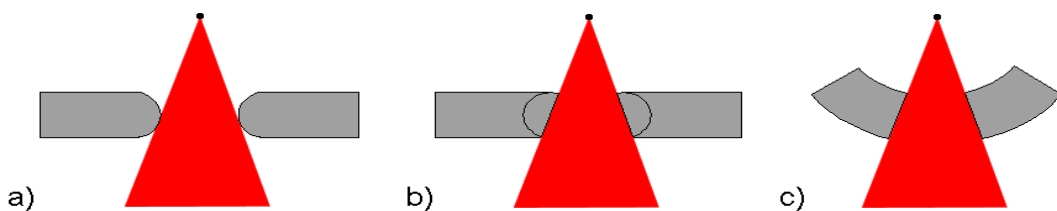


Abb. 2.9: Varianten der Fokussierung in Richtung der Leaf-Bewegung<sup>41</sup>

Ein Multi-Leaf-Kollimator mit senkrecht zur Bewegungsrichtung fokussierten Lamellen und auf die Strahlenquelle fokussierten Lamellenseiten heißt doppel fokussiert.

Sind die Lamellen eines Kollimators abgerundet und deren Seiten nicht divergent zum Fokus, so werden diese als einfach fokussiert bezeichnet, denn das Strahlenfeld wird nur parallel zur Strahlenfeldachse gebündelt.

<sup>41</sup> vgl.: [Schle06] - S.262



Die Bewegung der Lamellen muss sehr leichtgängig sein, damit die eingestellten Felder schnell umgesetzt werden können. Folglich muss die Reibung zwischen den Lamellen minimiert werden. Hierfür sind zwischen den Lamellen Kugellager montiert, so wie sie in Abb. 2.8 zu sehen sind. Die Kugellager liegen innerhalb der quadratischen Ausschnitte zwischen den Lamellen. Zusätzlich sind die Lamellen mit einem Abstand von ca. 0,1 mm zu einander angebracht. Durch den Freiraum kommt es zu einer Strahlungstransmission mit verringerter Absorption. Dieser Strahlungsanteil ist ein Teil der Leckstrahlung, die vom gesamten Strahlerkopf ausgeht. Im weiteren Verlauf der Arbeit bezieht sich der Begriff der Leckstrahlung auf den Anteil, der durch Kollimator transmittiert wird.

Da der Freiraum nicht verkleinert werden kann, muss dessen gerade Form verändert werden. Ein Spund-Nut-Design wie bei Varian oder Siemens ist eine Möglichkeit.

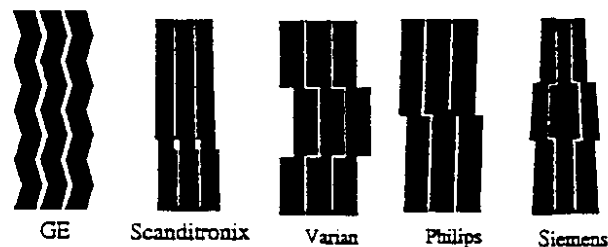


Abb. 2.10: Lamellendesigns zur Verringerung der Leckstrahlung

Des Weiteren kommt es bei der Nutzung hochenergetischer Photonen zu einer Transmission der Strahlung durch die Lamellen. Aus dem Grund bestehen die Lamellen aus Elementen mit sehr hohen Ordnungszahlen, wie z.B. Wolfram. Gemäß dem Schwächungsgesetz (Gl. 1.1) ergibt sich für eine Reduzierung des transmittierten Strahlenanteils unter 1% eine Lamellenhöhe von ca. 8 bis 10 cm.

Sowohl die gesamte Leckstrahlung als auch Transmission durch die Lamellen stellen eine zusätzliche Strahlenbelastung für den Patienten dar und müssen daher so niedrig wie möglich gehalten werden. Die international elektrotechnische Kommission legte 1998 fest, dass die Leckstrahlung bei geschlossenem MLC eines 10x10 cm<sup>2</sup> Feldes maximal 5% der Dosis des gleichen Feldes mit geöffnetem MLC betragen darf. Für andere Feldgrößen liegt die Grenze bei maximal 2%.<sup>42</sup>

<sup>42</sup> [Schle06] - S.262

### 3 Vorbetrachtung zum Messsystem

Die strahlenphysikalischen Basisdaten eines Linearbeschleunigers setzen sich zusammen aus Absolutdosiswerten und relativen Messungen der Dosisverteilung axial und lateral zum Zentralstrahl.

Die Bestimmung der Basisdaten ist notwendig, da sie einerseits die Ausgangswerte für die regelmäßig durchzuführenden Konstanzprüfungen und andererseits die Grundlage für die Bestrahlungsplanung mittels Planungssoftware sind.

#### 3.1 Messsystem und Messprinzipien

Messungen der strahlenphysikalischen Basisdaten eines Linearbeschleunigers benötigen ein aus mehreren Komponenten bestehendes Messsystem um die zu ermittelnde Messgröße, die Wasserenergiedosis, erfassen zu können. Die Messgröße wird mittels einer Ionisationskammer nach der Sondenmethode bestimmt.

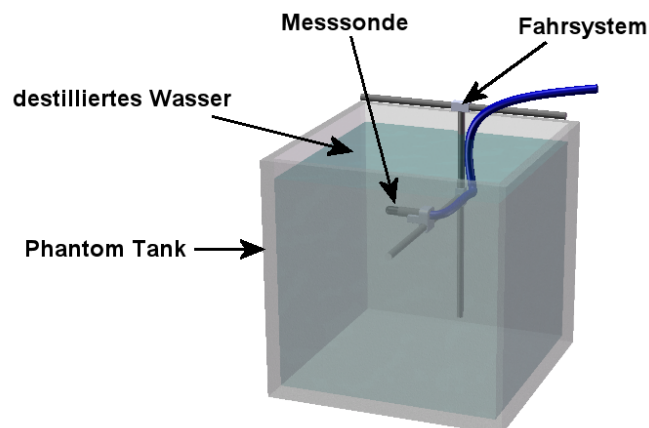


Abb. 3.1: schematische Darstellung des Wasserphantoms

Die Messwerte, die im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen, wurden mit einem Messsystem der Firma PTW Freiburg aufgenommen.

Grundlegend setzt sich das Messsystem aus dem SCANLIFT™ Hub- und Reservoirwagen zusammen, auf dem der Phantomtank montiert wird. Die

elektromechanische Hubvorrichtung des SCANLIFT™ kann bis zu 50 cm ausgefahren werden und hält die eingestellte Höhe auch über längere Zeit konstant. Sowohl das Wasserreservoir als auch die Pumpe im Inneren des SCANLIFT™ bestehen aus Polypropylen. Dies sichert eine saubere Lagerung über einen großen Zeitraum. Die Pumpe kann durch ihre Förderrate von 35 l/min den Phantomtank innerhalb von 5 Minuten füllen.

Es wird ausschließlich destilliertes Wasser verwendet um die Sauberkeit des Systems zu gewährleisten.

Der MP3-M Phantomtank ist nahezu kubisch geformt und besteht aus Polymethylmethacrylat (PMMA). PMMA ist ein elastischer und fester Kunststoff mit hoher Beständigkeit gegen Witterung, Alterung und vor allem Strahlung. Das integrierte dreiaxige Fahrsystem besteht aus rostfreiem Stahl und wird von Schrittmotoren angetrieben, die die Sonde bis auf  $\pm 0,1$  mm genau positionieren können.

Verwendet werden Flachkammern, Kompaktkammern, sog. PinPoint™-Kammern, aber auch Linear-Arrays wie das LA48 von PTW. Daran erkennt man, dass Ionisationskammern (IK) in verschiedenen Ausführungen, in unterschiedlichen Größen, für unterschiedliche Energiebereiche, Messumgebungen etc. gefertigt sind. Allen gemein ist das Messprinzip. Das Messvolumen bzw. die Atome im Messvolumen werden aufgrund der hochenergetischen Photonen- oder Elektronenstrahlung ionisiert. Durch die Ladungsträger bildet sich ein Stromfluss aus, der durch ein Amperemeter gemessen werden kann.

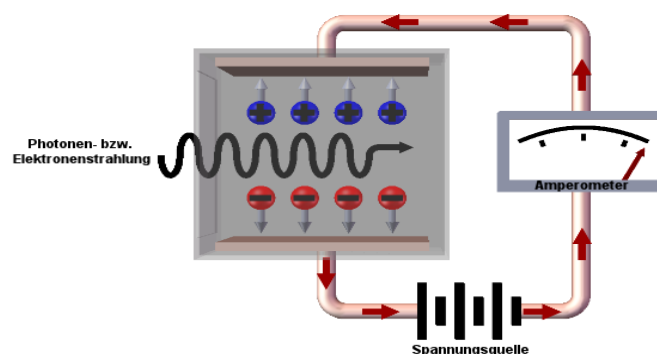


Abb. 3.2: schematische Darstellung einer Ionisationskammer

Luftgefüllte Ionisationskammern sind Kondensatoren, die entweder als Parallelkondensatoren, wie schematisch in der oberen Abbildung dargestellt ist, oder als Zylinder ausgeführt sind, bei denen eine Elektrode auf der Symmetrieachse liegt und von der anderen Elektrode umgeben wird.

Unabhängig davon arbeiten Ionisationskammern mit Gleichspannung in einem bestimmten Spannungsbereich (Sättigungsbereich), der es ermöglicht nahezu alle Ladungsträger nach ihrer Erzeugung schnellstmöglich zu trennen, so dass Signalverluste durch Rekombinationen minimiert aber auch Vervielfachungen der Ladung durch Gasverstärkung bzw. Stoßionisation nicht verursacht werden. Der durch Ladungsträgertrennung erzeugte Strom spiegelt die Anzahl der Ionisationen im Messvolumen wider.

Wird die Betriebsspannung zu hoch gewählt, arbeitet die Messsonde als Proportionalzähler, dessen Signal nur proportional zur Anzahl der Ionisationen ist. Die hohe Betriebsspannung überträgt den primären Ladungsträgern so viel kinetische Energie, dass diese durch Stoßprozesse weitere Atome ionisieren.

Die Ionisationssonden werden auf die Anzeige der Wasserenergie mit der Einheit Gray (Gy) in einem Wasserphantom mit  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung kalibriert. Da sowohl die Photonenstrahlungsqualität als auch die Umgebungsbedingung wie Luftdruck von den Normalbedingungen abweichen, müssen die Messwerte mit Hilfe bestimmter Faktoren korrigiert werden.

Der von der Sonde erfasste Messwert der Wasserenergiedosis wird nach der folgenden Gleichung korrigiert:

$$D = (M - M_0) \cdot N \cdot \prod_{i=1}^n k_i$$

(Gl. 3.1)

$D$  ist dabei der Wert der Wasserenergiedosis,  $M$  bzw.  $M_0$  spiegeln die Anzeige des Dosimeters während der Exposition bzw. die Nullanzeige ohne Strahlung wider.  $N$  ist der für die Sonde gegebene Kalibrierfaktor und  $k_i$  sind die einfließenden Korrekturfaktoren, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.<sup>43</sup>

---

<sup>43</sup> [DIN6800-2] - S.10, 11

Der Kalibrierfaktor  $N$  wird durch ein Kalibrierlabor unter festgelegten Bezugsbedingungen ermittelt, dabei werden die Korrekturfaktoren nicht berücksichtigt. Festgelegte Bezugsbedingungen sind:

Tab. 3.1: Zusammenstellung der Einflussgrößen und der Bezugsbedingungen <sup>44</sup>

<b>Einflussgröße</b>	<b>Bezugsbedingung</b>
Strahlungsqualität	<sup>60</sup> Co-Gammastrahlung
Strahlungseinfallsrichtung	festgelegte Vorzugsrichtung
Dosisleistung	keine Sättigungsverluste
Phantommaterial	Wasser
Phantomabmessungen	quasi-unendlicher Halbraum <sup>a</sup>
Messtiefe	5 cm
Temperatur	$T_0 = 293,15 \text{ K}$
Luftdruck	$p_0 = 101,325 \text{ kPa}$
Luftfeuchte	relative Luftfeuchte 50%
Kammerspannung	bei der Kalibrierung festgelegt
Polarität der Kammerspannung	bei der Kalibrierung festgelegt
Nullanzeige	vernachlässigbar
Schutzhülle zur Abdichtung der Ionisationskammer	bei der Kalibrierung festgelegt
Positionierung der Ionisationskammer	Bezugspunkt in 5 cm Tiefe auf dem Zentralstrahl
Abstand Quelle-Messort	100 cm
Feldgröße in 5 cm Tiefe <sup>b</sup>	10x10 cm <sup>2</sup>
relativer Gradient der Tiefendosisverteilung in 5cm Tiefe	0,006 mm <sup>-1</sup>
<sup>a</sup> Das heißt so groß, dass eine weitere Vergrößerung keine Änderung des Messwertes zur Folge hat.	
<sup>b</sup> Feldgröße festgelegt durch die Halbwertbreite der lateralen Dosisverteilung im Phantom	

Das Kalibrierlabor vergleicht den Messwert der Messsonde mit der Anzeige eines Normaldosimeters, das in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt anhand der Primärnormal-Messeinrichtung kalibriert wurde.

<sup>44</sup> [DIN 6800-2] - S.12

## 3.2 Beeinflussende Größen/Korrektionsfaktoren

$$\prod_{i=1}^n k_i = k_\rho \cdot k_r \cdot k_P \cdot k_S \cdot k_T \cdot k_Q \cdot k_{NR}$$

(Gl. 3.2)

$$\prod_{i=1}^n k_i = k_\rho \cdot k_r \cdot k_P \cdot k_S \cdot k_T \cdot k_E \cdot k_{NR}$$

(Gl. 3.3)

Die oben aufgeführten Gleichungen enthalten die den Messwert beeinflussenden Korrekturfaktoren. Der Faktor  $k_Q$  steht für die Strahlenqualität der Photonenstrahlung und  $k_E$  für die Strahlenqualität der Elektronenstrahlung. Der Faktor  $k_{NR}$  muss bei von den Referenzbedingungen abweichenden Messbedingungen berücksichtigt werden. Die Korrekturfaktoren werden durch die DIN 6800-2 vorgegeben und sollen im Folgenden nur kurz dargelegt werden.

Die Korrekturfaktoren fließen lediglich bei der Absolutdosimetrie ein. Auf die Messungen der TDK und der Dosisverteilungen haben die Korrekturfaktoren auf Grund der Normierung der Messwerte auf das Dosismaximum (für TDK) bzw. die Dosis im Zentralstrahl keinen weiteren Einfluss.

### 3.2.1 Korrektur der Luftdichte

Gemäß den Vorgaben der DIN 6800-2 wird eine offene Ionisationskammer verwendet, d.h. das Messvolumen steht durch das Anschlusskabel mit der das Phantom umgebenden Atmosphäre in Verbindung.

Aus der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase ergibt sich für den Korrekturfaktor  $k_\rho$  die folgende Gleichung:

$$k_\rho = \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T}{T_0}$$

(Gl. 3.4)

Sowohl eine Druckerhöhung gegenüber dem Normaldruck von 1 kPa als auch eine Abkühlung der Luft im Messvolumen um 3 K gegenüber Bezugsbedingungen führt zu einer um 1% erhöhten Dosimeteranzeige. Eine Druckabnahme um 1 kPa und eine um 3 K erhöhte Temperatur senken die Dosimeteranzeige um 1%.

$$k_{\rho} = \frac{101,325 \text{ kPa}}{293,15 \text{ K}} \cdot \frac{296,15 \text{ K}}{101,325 \text{ kPa}} = 1,0102$$

(Gl. 3.5)

Anhand dieser Werte wird ersichtlich, dass die Korrektur der Luftdichte sehr genau vorgenommen werden muss.

### 3.2.2 Korrektur der Verdrängung durch das Sondenvolumen

Eine Messsonde verdrängt auf Grund ihres luftgefüllten Volumens das Phantommateriale am Messort. Die Sonde stellt daher eine Dichteinhomogenität dar und führt zu, in Punkt 1.2 aufgeführten, Änderungen der TDK. „Die erzeugte mittlere Ionendosis entspricht deshalb nicht der Energiedosis, die im ungestörten Phantom am Ort des Kammermittelpunktes erzeugt wird, sondern dem Wert in einer geringeren Tiefe.“<sup>45</sup>

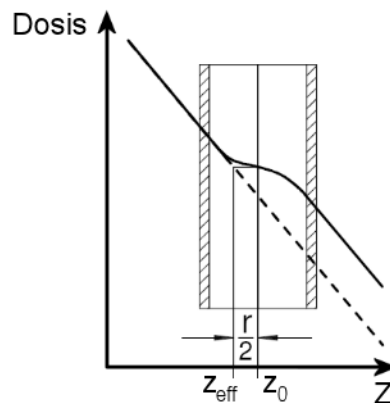


Abb. 3.3: Änderung des Dosisverlaufes innerhalb der Messsonde<sup>45</sup>

Die im Punkt  $z_0$  gemessene Ionendosis entspricht der Ionendosis in der Messtiefe  $z_{eff}$ , daher muss die Sonde um einen Wert d in Abhängigkeit zum inneren Sondenradius in Richtung der Strahlenquelle verschoben werden.

Eine einheitliche Verschiebung sowohl für Photonen- als auch Elektronenstrahlung unabhängig von der Strahlungsenergie der Sonde gegenüber dem Bezugspunkt um den halben inneren Sondenradius in Richtung Strahlenquelle wird durch die DIN 6800-2 festgelegt.

<sup>45</sup> [Hohl92] – S.47

Die Kalibrierung der Ionisationskammern auf den Bezugspunkt machen die Korrektur des effektiven Messortes notwendig.

$$k_r = 1 + 0,5 \cdot r \cdot \delta \quad (\text{Gl. 3.5})$$

$\delta$  stellt dabei den relativen Dosisgradienten in der Bezugstiefe  $z_0$  bei Bezugsstrahlenqualität  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung dar und wird nach der DIN 6800-2 mit  $\delta = 0,006 \text{ mm}^{-1}$  angenommen.

Für die verwendete Sonde 31003/31013 der Firma PTW Freiburg mit einem inneren Sondenradius von  $r = 2,75 \text{ mm}$  ergibt sich folgender Korrekturfaktor.

$$k_r = 1 + 0,5 \cdot r \cdot \delta = 1 + 0,5 \cdot 2,75 \text{ mm} \cdot 0,006 \frac{1}{\text{mm}} = 1,0083 \quad (\text{Gl. 3.6})$$

Der Korrekturfaktor  $k_r$  muss bei jeder dosimetrischen Messung auch für unterschiedliche Bestrahlungseinstellungen berücksichtigt werden.

Dennoch ist die vereinfachte energieunabhängige Korrektur nach DIN 6800-2 mit bis zu 0,2% Messunsicherheit behaftet.<sup>46</sup>

### 3.2.3 Korrektur des Polaritätseffektes

Während der Bestrahlung mit hochenergetischer Strahlung kommt es je nach Polarität der Kammeranspannung zu einer Erhöhung bzw. Verminderung der Anzeige, da innerhalb des die Sonde umgebenden Materials ebenfalls Elektronen erzeugt werden. Diese können in die Messelektroden und deren Zuleitungen ein- bzw. austreten und verursachen somit einen zusätzlichen Stromfluss, der sich wiederum auf den signalgebenden Strom auswirkt.

$$k_P = \frac{\left(\frac{M_1 + M_2}{M_1}\right)_{Q,E}}{\left(\frac{M_1 + M_2}{M_1}\right)_{Co}} \quad (\text{Gl. 3.7})$$

$M_1$  und  $M_2$  stehen dabei für die Anzeige bei gleicher Dosis mit unterschiedlicher Betriebsspannung, d.h. unterschiedlicher Polung. Desweiteren ist das Verhältnis der Anzeigenabweichung zwischen verwendeter Strahlungsqualität und der  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung zu bilden. Die DIN 6800-2 ermöglicht die Bezugsstrahlung durch die

<sup>46</sup> [Hohl92] – S.47



niedrigste mögliche Photonenenergie, meist 4 oder 6 MV, zu verwenden, da diese qualitativ der Cobaltstrahlung gleicht.

### 3.2.4 Korrektur bei Nichterreichen der Sättigung

Die Rekombination der erzeugten Ladungsträger auf ihrem Weg zu den entsprechenden Elektroden führt zu einer Verminderung des Messsignals. Daher muss der Einfluss bei Nichterreichen der Sättigung gemäß der folgenden Gleichung korrigiert werden.

$$k_S = 1 + \frac{\gamma + \delta \cdot D^p}{U}$$

(Gl. 3.8)

Wobei  $\gamma$  und  $\delta$  Koeffizienten für Verluste durch Diffusion und Anfangsrekombination bzw. Volumenrekombination stehen.  $D^p$  ist die Dosis in mGy pro Puls am Messort und  $U$  die Kammer Spannung in V. Diese Formel gilt nur bei Verwendung von gepulster Strahlung.

### 3.2.5 Korrektur weiterer Temperatureinflüsse

Die Temperatur aller an die Messsonde angeschlossener Komponenten wirkt sich auf die Dosimeteranzeige aus. Dieser Einfluss wird laut DIN 6800-2 wegen der fehlenden Kenntnis über die Temperaturabhängigkeit der Bauteile nicht weiter korrigiert. Daher wird der Korrekturfaktor für andere Temperatureinflüsse wie folgt angenommen.

$$k_T = 1,0$$

(Gl. 3.9)

Die Messgeräte werden während der Messung und zwischen den Messzyklen in gleichmäßig klimatisierten Räumen aufbewahrt, somit sind die Einflüsse durch Temperaturschwankungen gering.

### 3.2.6 Korrektur der Strahlungsqualität

Der Einfluss der von  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung abweichenden Strahlungsqualität für hochenergetische Photonen auf das Ansprechvermögen der Ionisationskammer wird durch den Korrekturfaktor  $k_Q$  berichtigt. Für die Bestimmung des

Strahlungsqualitätsindex  $Q$  wird mit einem SSD = 100 cm, einer Feldgröße an der Oberfläche von 10x10 cm<sup>2</sup> in den Tiefen 10 cm und 20 cm gemessen.

$$Q = 1,2661 \cdot \frac{M_{20}}{M_{10}} - 0,0595$$

(Gl. 3.10)

Der Korrektionsfaktor  $k_Q$  ist in DIN 6800-2 für verschiedene Messsonden und Strahlungsqualitätsindizes  $Q$  unter Referenzbedingungen tabellarisch aufgeführt. Für die verwendete Messsonde 31013 wird ein Auszug der Tabelle gezeigt.

Tab. 3.2: Werte für  $k_Q$  verschiedener Sonden für unterschiedliche Strahlungsqualitätsfaktoren  $Q$ <sup>47</sup>

Ionisationskammer: PTW Nr.	Strahlungsqualitätsindex $Q$							
	0,50	0,53	0,56	0,59	0,62	0,65	0,68	0,70
31013 semiflex.	1,006	1,004	1,001	0,999	0,996	0,992	0,988	0,985
Ionisationskammer: PTW Nr.	Strahlungsqualitätsindex $Q$							
	0,72	0,74	0,76	0,78	0,80	0,82	0,84	
30013 semiflex.	0,981	0,977	0,971	0,964	0,956	0,947	0,934	

Liegen die gemessenen bzw. aus der Anzeige errechneten Werte für  $Q$  zwischen denen der Tabelle, können die Werte für  $k_Q$  linear interpoliert werden.

Die Strahlungsqualität für Elektronenstrahlung wird durch die Halbwertstiefe  $R_{50}$  für ein Feld der Größe 20x20 cm<sup>2</sup> an der Oberfläche und einem SSD von 100 cm definiert. Die Dicke des Eintrittsfensters der Flachkammer ist zu berücksichtigen. Ab einer Halbwertstiefe von mindestens 4 cm ist unbedingt eine Flachkammer zu verwenden, unter 4 cm kann auch eine Kompaktkammer genutzt werden. Die IK misst allerdings die Halbwertstiefe der Ionendosis  $R_{50, Ion}$ , daraus ergibt sich der benötigte Wert für  $R_{50}$  wie folgt:

- $R_{50, Ion} \leq 10$  cm:

$$R_{50} = 1,029 \cdot R_{50, Ion} - 0,06$$

(Gl. 3.11)

- $R_{50, Ion} > 10$  cm:

$$R_{50} = 1,059 \cdot R_{50, Ion} - 0,37$$

(Gl. 3.12)

<sup>47</sup> [DIN6800-2] – S.22ff.

Der Einfluss unvollständiger Sättigung, Polarität und Luftdichte muss für alle Tiefen korrigiert werden.

Die Referenztiefe  $z_{ref}$  für die Kammerpositionierung wird aus der Halbwertstiefe  $R_{50}$  errechnet. Sie ist notwendig für die Berechnung des Korrektionsfaktors.

$$z_{ref} = 0,6 \cdot R_{50} - 0,1 \quad (\text{Gl. 3.13})$$

Der Faktor  $k_E$  setzt sich aus der Multiplikation eines von der Bauart der Flachkammer unabhängigen Faktors  $k_E'$  und dem Bauart abhängigen  $k_E''$  zusammen.

$$k_E = k_E' \cdot k_E'' \quad (\text{Gl. 3.14})$$

$k_E'$  wiederum ergibt sich aus der Halbwertstiefe  $R_{50}$ .

$$k_E' = 1,106 - 0,1312 \cdot (R_{50})^{0,214} \quad (\text{Gl. 3.15})$$

Der Wert für  $k_E''$  setzt sich aus den verschiedenen Störeinflüssen der Kompakt- bzw. Flachkammer zusammen. Allerdings ist dieser bisher nur experimentell bestimmt und tabellarisch aufgeführt worden. Für die Roos-Kammer erhält man einen Wert für  $k_E''$  von 0,981.

### 3.3 Aufnahme der Messdaten und Weiterverarbeitung

Zunächst sollen die im Folgenden verwendeten Bezeichnungen erklärt werden. Photonenstrahlung wird mit X und Elektronenstrahlung mit E bezeichnet. Die Energie wird als Zahl hinzugefügt, beispielsweise ergibt sich für Photonenstrahlung mit einer Energie von 6 MV die Bezeichnung X06.

Festkeile werden z.B. mit 1RW30 bezeichnet. RW ist die Abkürzung für real Wedge (*engl. für: Festkeil*). Die Zahlen 1 und 2 stehen für inplane, Y-Richtung, eingeschobene Festkeile, 3 und 4 für crossplane-Keile, Festkeile in X-Richtung. Die an RW angehängte Zahl gibt den Keilwinkel wieder.

Die Messwerte werden von „Mephysto mc<sup>2</sup>“, einer Software von PTW, gesammelt, dargestellt und abgespeichert.

Vorbereitend für eine Messung werden sämtliche bekannte Parameter eingetragen, z.B. der Maschinenname, die Strahlungsart, -energie etc. Alle eingetragenen Parameter werden beim Speichern der Messung in der Datei implementiert.

Die Dateinamen für die Messungen sind wie folgt festgelegt:

*Strahlungsart und -energie Keil FG Profil TBA Datum Uhrzeit.mcc*

Beispiel: X06 1RW45 10X10 PDDXY TBA 090316 15'21.mcc

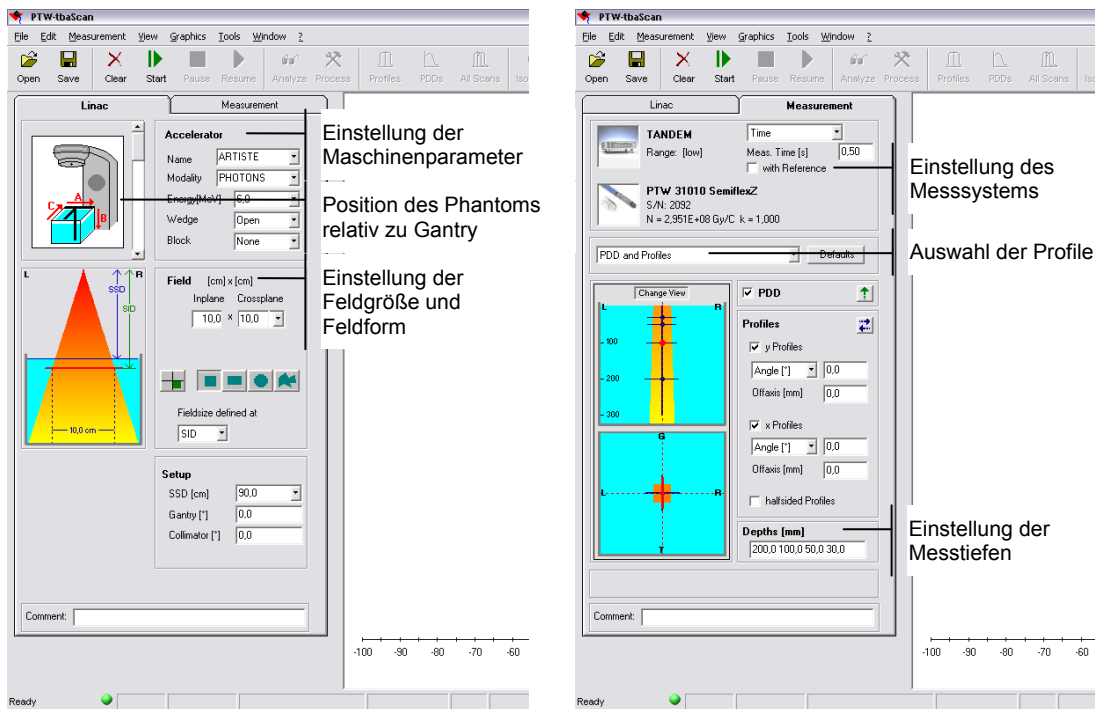


Abb. 3.4: Bedienoberfläche für Messungen mit „Mephysto mc<sup>2</sup>“

## 4 Bestimmung der strahlenphysikalischen Basisdaten

### 4.1 Absolutdosimetrie

Zunächst werden die Absolutdosiswerte entsprechend dem folgenden Flussdiagramm gemessen.

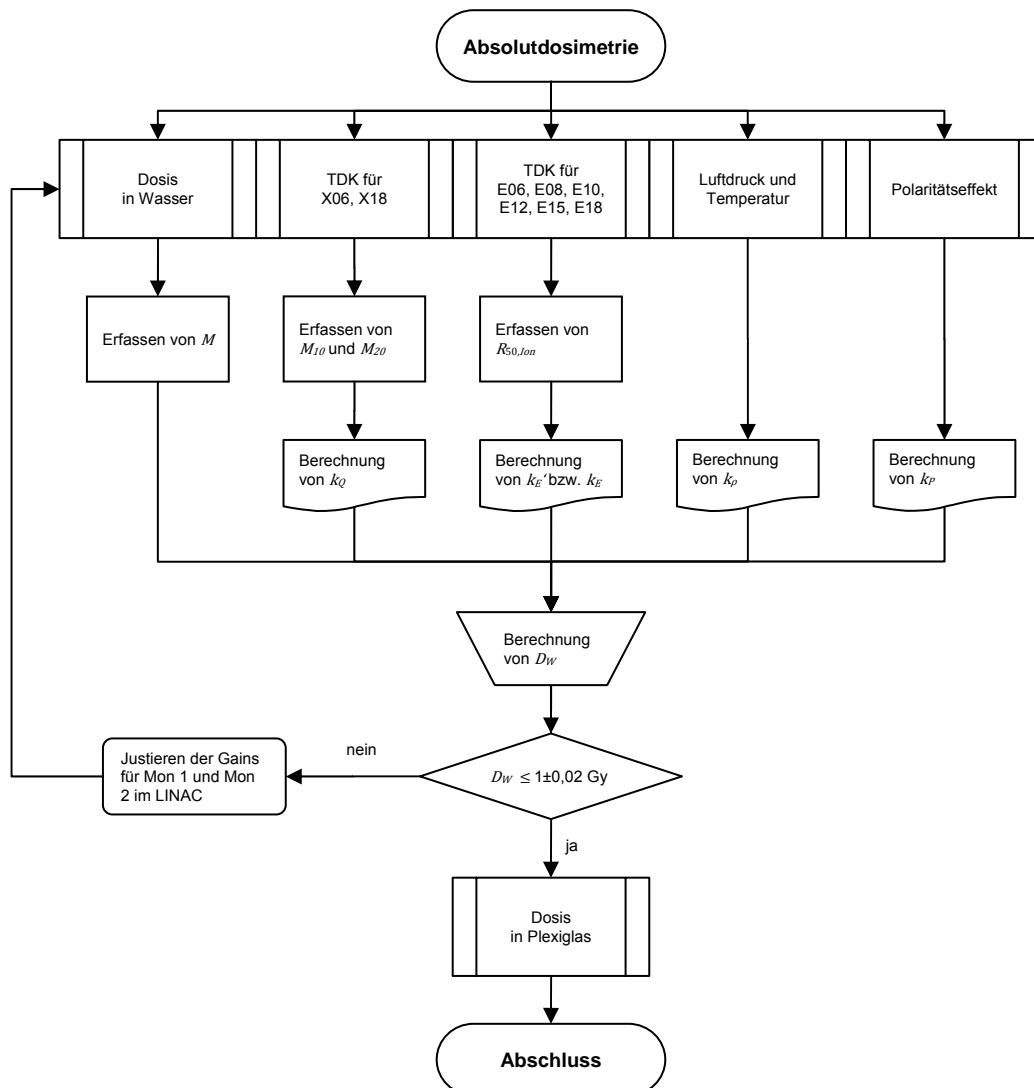


Abb. 4.1: Flussdiagramm über den Ablauf der Absolutdosimetrie

Ziel der Absolutdosimetrie ist die Gewährleistung einer Wasserenergiedosis von 1 Gy für eine Bestrahlung mit 100 MU.

Photonenstrahlung wird für ein Feld  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  in 10 cm Tiefe mit einem SSD = 100 cm gemessen. Elektronen hingegen in der Tiefe  $z_{ref}$  für ein  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  Feld.

Weicht die gemessene Wasserenergiedosis um mehr als 2% von 1 Gy ab, wird die Ansteuerung (*engl.*: Gains) der Ionisationskammern Mon 1 und Mon 2 im Strahlerkopf angepasst und dadurch deren Messsignal stärker bzw. schwächer gewichtet, so dass 100 MU einer Dosis von 1 Gy entspricht.

Die Absolutdosimetrie wird im klinischen Betrieb des Beschleunigers regelmäßig zur Kontrolle durchgeführt. Ist die Einstellung der Maschine anhand der Wasserenergiedosis erfolgt, wird die Absolutdosis anschließend in Plexiglas gemessen. Für die Anschlussmessung wird die IK in die mit einem Fadenkreuz versehene Plexiglasplatte  $P_1$  eingeführt. Dies sichert die Reproduzierbarkeit der Sondenpositionierung. Die Plexiglasplatte  $P_1$  wird auf dem Patiententisch und zur Vermeidung von Rückstreuung durch den Tisch mit weiteren 5 cm Plexiglas untersetzt.

Durch diese Anschlussmessungen in Plexiglas wird der sehr zeitaufwendige Aufbau und die aufwendige Positionierung des Wassertanks vermieden.

Die Energiedosis in Plexiglas wird mit den Faktoren  $k_p$  für den Luftdruck und  $k_{p,m}$  korrigiert.  $k_{p,m}$  wird anhand einer Vergleichsmessung mit einer natürlichen Strahlenquelle ( $^{90}\text{Sr}$ ) ermittelt.

Die Messdaten für den ARTISTE™ sind im Protokoll unter Anlage A1 beigefügt.

## 4.2 Relative Dosimetrie

### 4.2.1 Messung

Das Bestrahlungsplanungssystem Pinnacle benötigt für eine optimale Planung die Dosisverteilungen axial und lateral des Zentralstrahles für sämtliche Strahlungskonfigurationen, d.h. für alle Energien, definierte Feldgrößen, offene Felder, Felder mit Festkeilen oder virtuellen Keilen.

Ist das Phantom einmal richtig positioniert, ist der aufwendigste Teil der Messvorbereitung bzw. der Messungen abgeschlossen. Die Messungen laufen automatisiert ab.

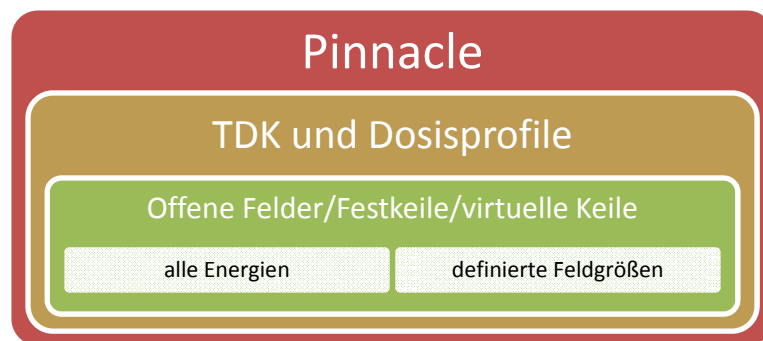


Abb. 4.2: Schema der benötigten Messwerte

Vorbereitend für die Messungen der Dosisverteilungen axial und lateral zum Zentralstrahl wird die TDK für ein Feld von 10x10 cm<sup>2</sup> sowohl für X06 als auch X18 aufgenommen. Anhand dieser TDK wird die Tiefe des Dosismaximums  $d_{max}$  für die jeweiligen Energien bestimmt.  $d_{max}$  stellt eine Messtiefe der Dosisverteilungen dar. Weitere festgelegte Messtiefen sind  $d_1 = 50$  mm,  $d_2 = 100$  mm und  $d_3 = 200$  mm. Das Dosismaximum  $d_{max}$  für 6 MV liegt bei 15 mm und für eine Photonenenergie  $E = 18$  MV in einer Tiefe von 30 mm. Abbildung 4.4 stellt die TDK für X06, X18 und die Lage der Dosismaxima dar.

Der allgemeine Messablauf ist im folgenden Flussdiagramm dargestellt.

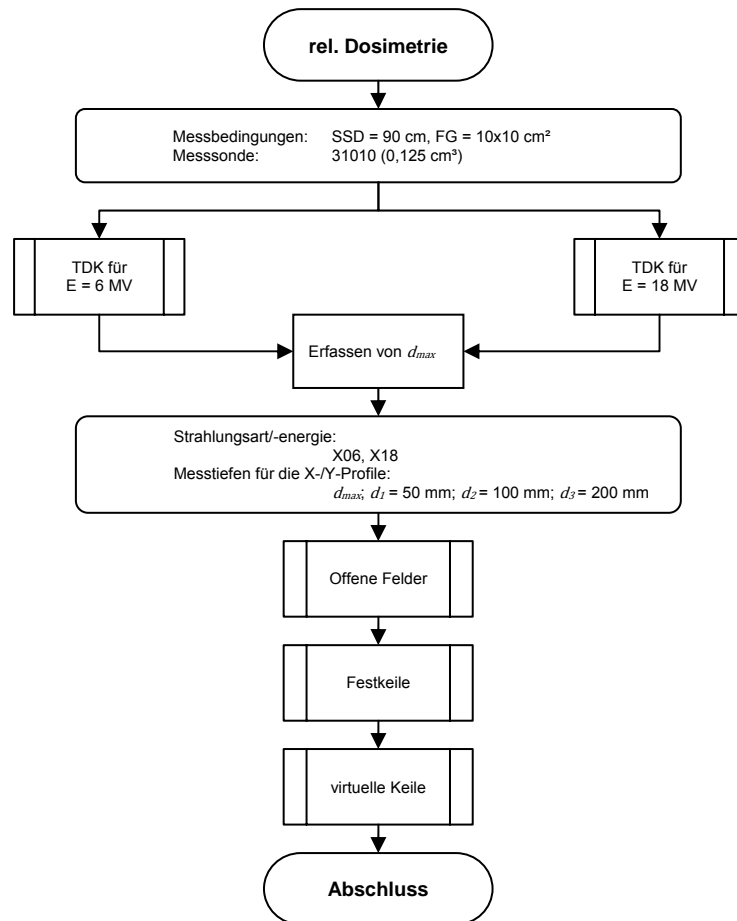


Abb. 4.3: Flussdiagramm für die rel. Dosismessungen

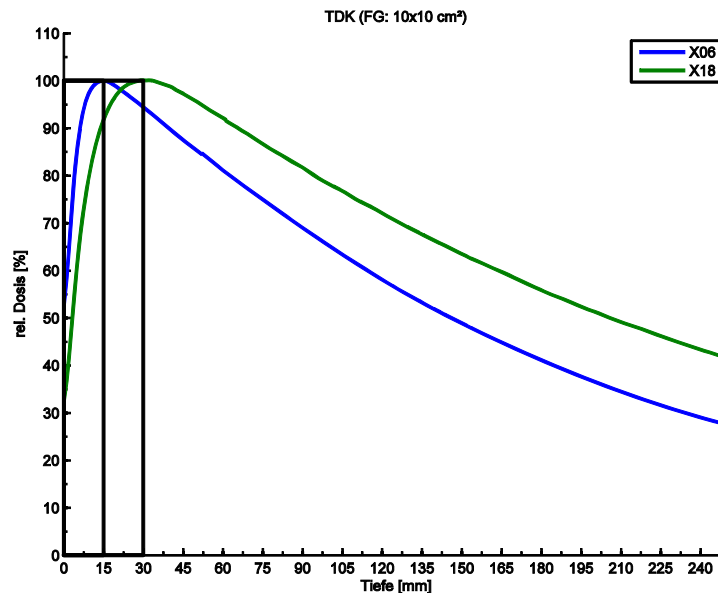


Abb. 4.4: TDK für ein Feld 10x10 cm² für X06 und X18

Die obere Abbildung zeigt die TDK für X06 und X18 mit Markierung der Tiefe der Dosismaxima.



Die TDK für X06 und X18 bei einer Feldgröße von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  werden separat abgespeichert, ebenso die Dosisquerprofile, da diese getrennt gemessen wurden. Die restlichen TDK und Profile werden für jede Feldgröße in einem Messzyklus aufgenommen und gesichert.

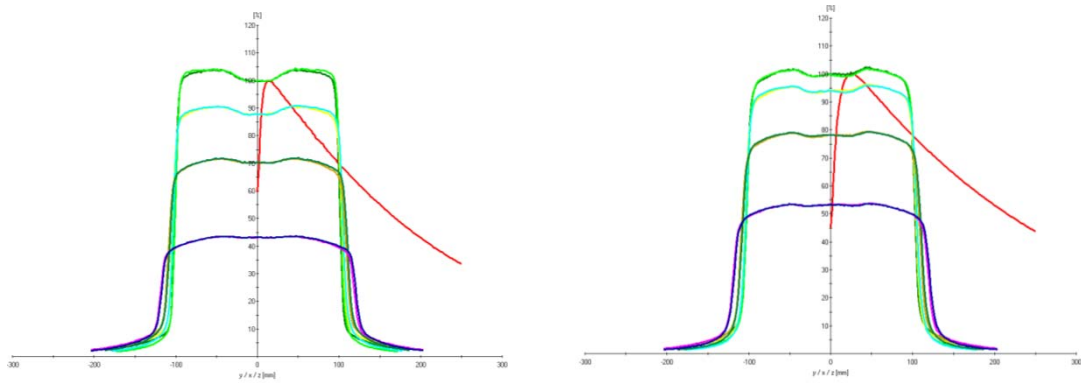


Abb. 4.5: Darstellung der Messreihen X06 und X18,  $20 \times 20 \text{ cm}^2$

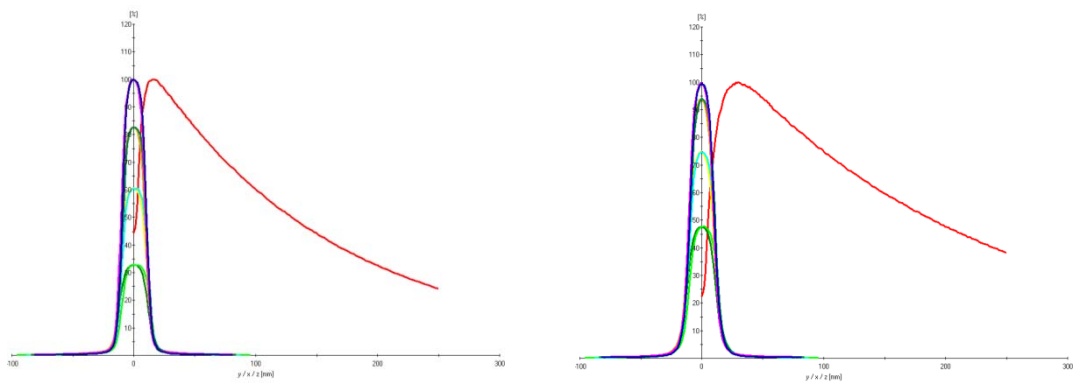


Abb. 4.6: Darstellung der Messreihen X06 und X18,  $2 \times 2 \text{ cm}^2$

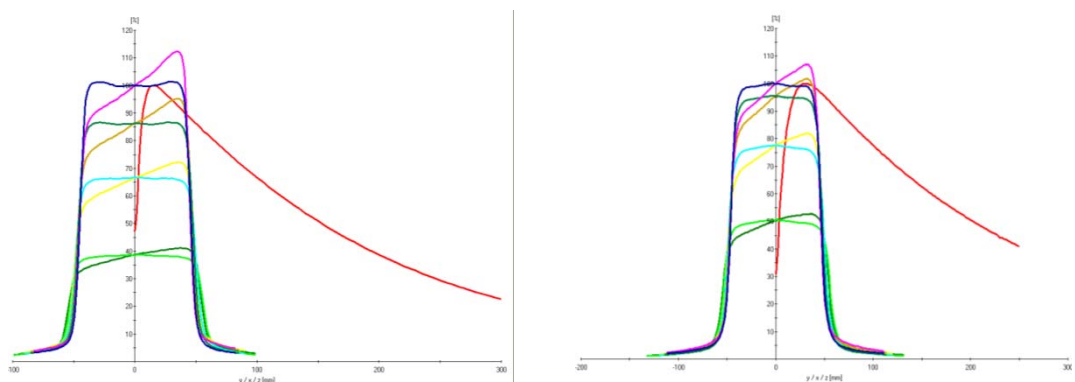


Abb. 4.7: Darstellung der Messreihen X06 und X18,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , 1RW30

## 4.2.2 Auswertung

Die Auswertung der Messungen kann ebenfalls mit „Mephysto mc<sup>2</sup>“ durchgeführt werden. Hierfür sind mehrere verschiedene Protokolle implementiert. In den Protokollen sind verschiedene Parameter enthalten, die ausgewertet werden können. Für die Messungen am ARTISTE™ wird das für Siemens Beschleuniger erstellte Protokoll verwendet. Die analysierten Parameter sollen kurz erklärt werden.

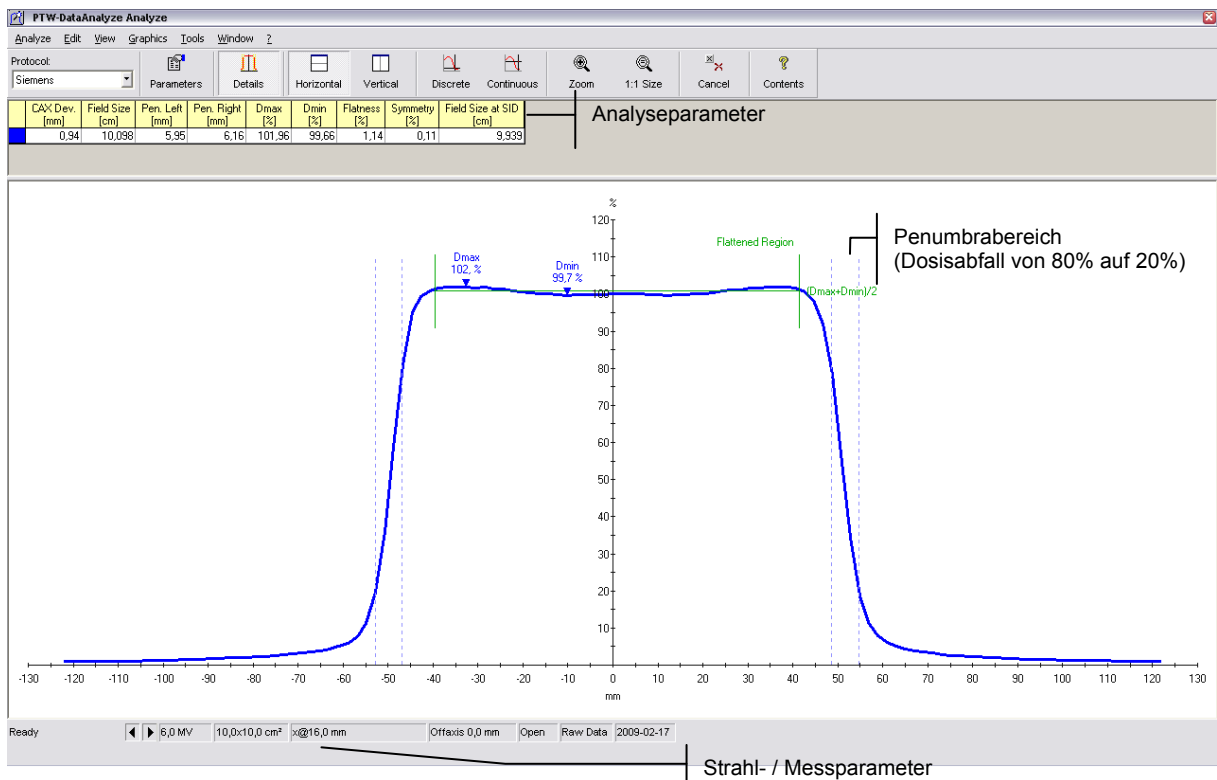


Abb. 4.8: X-Profil für X06 in  $d_{max}$  (FG: 10x10 cm<sup>2</sup>)

CAX Dev. steht für Central Axis Deviation und gibt die aus der Feldgröße kalkulierte Abweichung des Feldmittelpunktes von der Zentralachse an.

Der Parameter Field Size (*engl. für: Feldgröße*) errechnet sich aus dem Abstand zwischen dem linken und rechten 50%-Isodose und stellt die mittlere Feldgröße dar.

Pen. Left bzw. Pen. Right spiegelt die Breite der Penumbra links- und rechtsseitig.

$D_{max}$  und  $D_{min}$  geben das Dosismaximum und das –minimum innerhalb der Flattened Region (*engl. für: Plateaus*). Das Plateau ist gleich 80% der Feldgröße auf Höhe der 50%-Isodose.

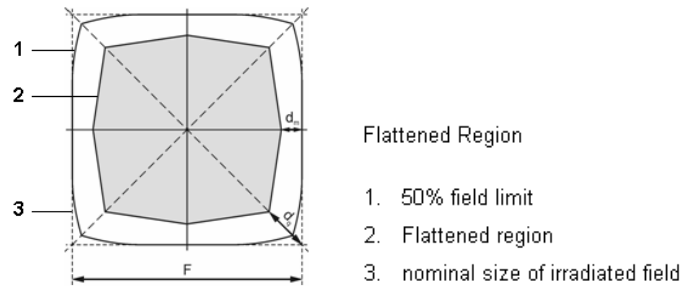


Abb. 4.9: Definition des Plateaus bzw. der Flattened Region

Die Flatness (*engl. für: Flachheit*) berechnet sich aus dem Quotienten der Differenz zwischen  $D_{max}$  und  $D_{min}$  und deren Summe, gemäß IEC 60976.

$$Flatness = \frac{(D_{max} - D_{min})}{(D_{max} + D_{min})} \cdot 100\% \quad (Gl. 4.1)$$

Der Parameter Symmetry (*engl. für: Symmetrie*) wird anhand der Flächen a und b errechnet, wobei a die Fläche zwischen Zentralachse und dem linken 50%-Niveau und b die Fläche rechts.

$$Symmetry = \frac{|a - b|}{|a + b|} \cdot 100\% \quad (Gl. 4.2)$$

Field Size at SID gibt die Feldgröße im Isozentrum an.

Die aufgenommenen Profile sowohl lateral als auch axial zum Zentralstrahl entsprechen den Erwartungen und weisen keine auffallenden Abweichungen auf.

Die Symmetrie aller Messreihen schwankt im Bereich von 0% bis maximal 1%. Ebenso weichen die berechnete Feldgrößen von den eingestellten nur geringfügig ab.

Die Breite der Penumbra in einer Messtiefe von 100 mm je nach Feldgröße zwischen 5 und 12 mm. Diese Werte weisen keine signifikanten Abweichungen auf.

Das Analysefeature wird sehr häufig zur stichprobenartigen Kontrolle der Winkel verwendeter Festkeile oder virtueller Keile.

### 4.3 Output-Faktor

Für die Messung der Output-Faktoren wird der Beschleuniger zunächst nach dem Prinzip der Absolutdosimetrie erneut eingestellt, so dass eine Bestrahlung mit 100 MU einer Wasserenergiedosis von 1 Gy entspricht.

Die Sonde wird in einer Messtiefe von 100 mm und das Phantom mit einem SSD = 100 cm positioniert.

Festgelegte Feldgrößen werden für X06 und X18 absolut ausgemessen, zunächst die offenen Felder, danach mit Festkeilen und abschließend mit virtuellen Keilen.

Die Output-Faktoren spiegeln die Dosisausbeute der verschiedenen Feldkonfigurationen in Bezug auf das offene 10x10 cm<sup>2</sup> Feld wider.

Tab. 4.1: Output-Faktoren für offene Felder

E		10x10	2x2	3x3	5x5	7x7	9x9	12x12	15x15	20x20	25x25	30x30	35x35	40x40
X06	abs.	0,6488	0,5072	0,5386	0,5801	0,6128	0,6387	0,6668	0,6878	0,7142	0,7315	0,7446	0,7537	0,7578
	rel.	1,0000	0,7818	0,8301	0,8941	0,9445	0,9844	1,0277	1,0601	1,1008	1,1275	1,1477	1,1617	1,1680
X18	abs.	0,7779	0,5874	0,6584	0,7182	0,7496	0,7706	0,7914	0,8060	0,8237	0,8346	0,8425	0,8484	0,8507
	rel.	1,0000	0,7551	0,8464	0,9233	0,9636	0,9906	1,0174	1,0361	1,0589	1,0729	1,0830	1,0906	1,0936

Tab. 4.2: Output-Faktoren für zwei Festkeile

E	Keil		10x10	2x2	3x3	5x5	15x15	20x20	25x25
X06	1RW15	abs.	0,4572	0,3586	0,3813	0,4098	0,4867	0,5088	0,5264
		rel.	0,7047	0,5527	0,5877	0,6316	0,7502	0,7842	0,8113
X18		abs.	0,5983	0,4471	0,5048	0,5514	0,6236	0,6424	0,6553
		rel.	0,7691	0,5748	0,6489	0,7088	0,8016	0,8258	0,8424
X06	1RW30	abs.	0,3531	0,2773	0,2944	0,316	0,3777	0,3974	0,4135
		rel.	0,5442	0,4274	0,4538	0,4871	0,5822	0,6125	0,6373
X18		abs.	0,4855	0,3635	0,4095	0,4475	0,51	0,5275	0,541
		rel.	0,6241	0,4673	0,5264	0,5753	0,6556	0,6781	0,6955

## 5 Eigenschaften des 160 MLC™

Der ARTISTE™ ist mit einem der modernsten MLC ausgestattet, einem Kollimator mit 160 Lamellen.

Physisch unterscheidet sich der 160 MLC™ sehr stark von vorherigen Kollimatoren der Firma Siemens. Er unterscheidet sich von den bisherigen Kollimatoren durch eine völlig neue Konstruktion. In der nachstehenden Tabelle 5.1 sind die Spezifikationen des 160 Lamellen-MLC gemäß der Herstellerangaben aufgelistet.

Um die Neuheit des 160er MLC zu verdeutlichen sind die Eigenschaften des 3-D MLC™ ebenfalls mit aufgeführt.

Tab. 5.1: Spezifikationen des 3-D MLC™ und des 160 MLC™

	<b>3-D MLC</b>	<b>160 MLC</b>
<b>Lamellenpaare</b>	29	80
<b>Lamellenbreite</b>	27 innere 10 mm 2 äußere 65 mm	5 mm
<b>Positionsgenauigkeit</b>	± 2 mm	± 0,5 mm
<b>Lamellendesign</b>	Doppelfokus gerades Ende	Einzelfokus gebogenes Ende
<b>Lamellenbewegung</b>	Pendel	gerade
<b>Lamellenhöhe</b>	75 mm	95 mm
<b>Lamellenmaterial</b>	95% W, 5% Ni und Cu	
<b>Lamellentransmission</b>	<1% (Mittelwert: 0,7%)	<0,75%
<b>Penumbra</b>	7 ± 2 mm	≤7 mm für X06 ≤8,5 mm für X18
<b>Lamellenbewegungsbereich</b>	300 mm	400 mm
<b>over-travel</b>	100 mm	200 mm
<b>Abstand zwischen gegenüberliegenden Lamellen</b>	0 mm	0,5 mm
<b>max. Lamellengeschwindigkeit</b>	200 mm s <sup>-1</sup>	400 mm s <sup>-1</sup>
<b>max. Feldgröße</b>	400x400 mm <sup>2</sup>	
<b>Patientenabstand</b>	427 mm	428 mm

Ausgehend von den aufgelisteten physischen Eigenschaften, wie z.B. Lamellenpaare, -breite, -höhe, -transmission etc., erweist sich der 160er MLC als der bessere von beiden.

Er verspricht mit seinen 160 Lamellen eine feinere spatiale Auflösung im Isozentrum und dadurch ein größeres Einsatzgebiet. Felder können genauer an kompliziertere Zielvolumina, z.B. im Kopf-/Halsbereich, angepasst werden.

## 5.1 Penumbra

Der MLC des ARTISTE™ ist ein einfach fokussierter Kollimator. Die Lamellenenden weisen eine Mehrfachkrümmung auf. Damit soll eine möglichst gleich bleibende Penumbra unabhängig von der Feldgröße erzeugt werden.

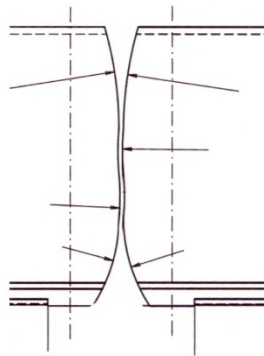


Abb. 5.1: Form der Lamellenenden

Die Penumbra wurde mit dem Analyse-Feature von „Mephysto mc<sup>2</sup>“ anhand der gemessenen Dosisquerverteilung ermittelt. Die Messungen erfolgten mit einem SSD = 100 cm in den Messtiefe  $d_{max} = 15$  mm und  $d_2 = 100$  mm für eine Bestrahlung mit X06. Wie in Punkt 4.2 aufgeführt, ergibt sich  $d_{max}$  für X18 zu 30 mm.

Tab. 5.2: Penumbra für X06-Strahlung

FG [cm <sup>2</sup> ]	$d_{max} = 15$ mm		abs. Differenz [mm]	Abweichung [%]	$d_2 = 100$ mm		abs. Differenz [mm]	Abweichung [%]
	Penumbra [mm]				Penumbra [mm]			
	links	rechts			links	rechts		
2x2	5,28	5,37	0,09	0,450	5,73	5,86	0,13	0,650
3x3	5,67	5,85	0,18	0,600	6,11	6,26	0,15	0,500
5x5	4,48	4,67	0,19	0,380	5,52	5,81	0,29	0,580
10x10	5,8	5,89	0,09	0,090	7,77	8,11	0,34	0,340
20x20	6,88	6,96	0,08	0,040	9,88	10,41	0,53	0,265
30x30	7,41	7,40	0,01	0,003	11,85	12,24	0,39	0,130

Tab. 5.3: Penumbra für X18-Strahlung

FG [cm <sup>2</sup> ]	$d_{max} = 30 \text{ mm}$		abs. Differenz [mm]	Abweichung [%]	$d_2 = 100 \text{ mm}$		abs. Differenz [mm]	Abweichung [%]
	Penumbra [mm]				Penumbra [mm]			
	links	rechts			links	rechts		
2x2	6,52	6,71	0,19	0,950	6,94	6,74	0,20	1,000
3x3	6,95	7,03	0,08	0,267	7,49	7,66	0,17	0,567
5x5	6,41	6,65	0,24	0,480	7,23	7,69	0,46	0,920
10x10	7,84	8,12	0,28	0,280	8,95	9,31	0,36	0,360
20x20	8,95	9,23	0,28	0,140	10,5	10,94	0,44	0,220
30x30	9,63	9,72	0,09	0,030	11,52	11,74	0,22	0,073

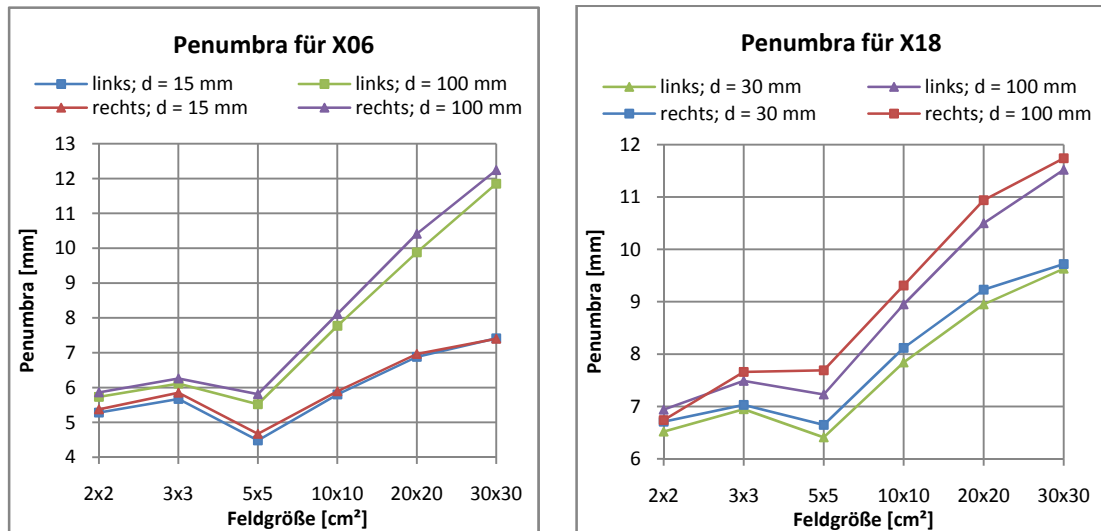


Abb. 5.2: graphische Darstellung der Messwerte aus Tab. 5.2 und Tab. 5.3

Erwartungsgemäß weist das quadratische Feld mit 30 cm Seitenlänge sowohl für X06 als auch X18 die größte Penumbra auf. Entgegen den Erwartungen ist die Penumbra für ein Feld der Größe 5x5 cm<sup>2</sup> am kleinsten und nicht wie vermutet bei 2x2 cm<sup>2</sup>. Tendenziell ist eine mit der Feldgröße steigende Penumbra zu beobachten. Ursache der kleinen Penumbra bei einem 5x5 cm<sup>2</sup> Feld ist die Durchstrahlung der Lamellenenden. Die Randbereiche der Lamellenenden weisen eine stärkere Krümmung auf als der mittlere Bereich. Es ist zu vermuten, dass bei Feldern, die kleiner oder größer als 5x5 cm<sup>2</sup>, mehr Lamellenmaterial durchstrahlt wird als bei dem 5x5 cm<sup>2</sup> Feld. Eine Durchstrahlung der Lamellenenden führt zu einer Aufhäufung des Strahles und somit zu einer erhöhten Streuung im Medium. Der höhere Streuteil wirkt sich verbreiternd auf die Penumbra aus.

Eine Erklärung für die mit der Feldgröße wachsende Penumbra ergibt sich bei der Betrachtung der durchstrahlten Volumina für die verschiedenen Feldgrößen. Wird ein großes Volumen durchstrahlt, erhöht sich der Streuteil im Volumen. Wie schon oben gesagt, bewirkt die Streuung eine Verbreiterung der Penumbra.

Die errechneten Differenzen zwischen der linken und rechten Penumbra erreichen maximal 1% der Seitenlänge des Feldes. Abweichungen dieser Größenordnung sind tolerierbar, da sie mit den Dosisverteilungen in das Planungssystem implementiert werden.

Für die Differenzen zwischen linker und rechter Penumbra gibt es keine plausible Erklärung, die auf den Zentralstrahl oder das Messsystem zurückgeführt werden kann. Eine Ungenauigkeit in der Positionierung der Sonde oder des Phantoms würde sich in der Abweichung fortpflanzen. Das geht aus den Messwerten allerdings nicht hervor.

Seitens des Zentralstrahles könnte eine Neigung beim Verlassen des Austrittsfenster zu einer asymmetrischen Penumbra führen. Abbildung 5.4 stellt den Einfluss einer Neigung des Zentralstrahles schematisch dar. Der einfließende Fehler würde sich ebenfalls mit steigender Feldgröße fortpflanzen. Aber auch die Neigung des Zentralstrahles kann ausgeschlossen werden.

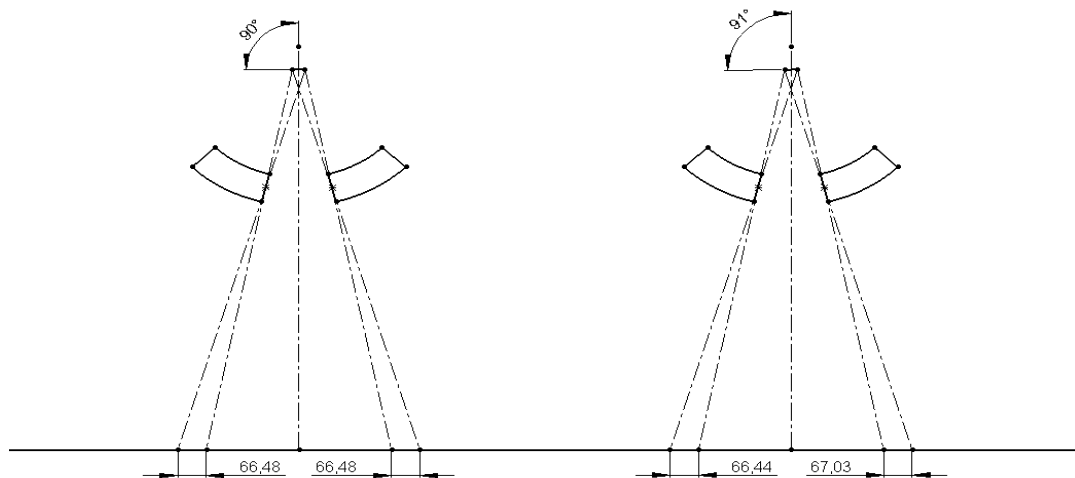


Abb. 5.3: schematische Darstellung der Auswirkung der Neigung des Zentralstrahles um  $1^\circ$  auf die Penumbra

Allerdings entsprechen die gemessenen Werte nicht komplett den vorgegebenen Spezifikationen. Eine Kontrolle der Angaben ist aus Mangel an Kenntnis über die Messbedingungen, bei denen die Werte für die Spezifikationen aufgenommen wurden, nicht möglich.

Ein Vergleich der gemessenen Werte zu denen anderer MLC wie z.B. im SL 20 oder im KD 2 ist nicht direkt möglich, da die Messbedingungen unterschiedlich sind. Die



verfügbaren Messwerte von den Beschleunigern SL 20 und KD 2 wurden bei einem SSD = 90 cm aufgenommen. Somit sind die Größen der Penumbra an dem gleichen Messort für SL 20, KD 2 und ARTISTE verschieden und ein Vergleich daher nicht möglich.

## 5.2 Leckstrahlung und Transmission

Bezugnehmend auf die in Punkt 2.2.2 genannten Richtlinien für die Lamellentransmission und –leckstrahlung wurden dementsprechend die folgenden Messwerte aufgenommen.

Für die Messungen unter dem geschlossenen Kollimator musste das Feld angepasst werden, da sich die Festblenden automatisch bis zum ersten geöffneten Lamellenpaar schließen, kann der MLC nicht komplett geschlossen werden. Mit dieser Einstellung soll gewährleistet werden, dass im normalen Bestrahlungsbetrieb eine unnötige Exposition des Patienten durch Lamellentransmission und –leckstrahlung minimiert wird. Dementsprechend wurden die äußeren Lamellenpaare 1 mm weit geöffnet.

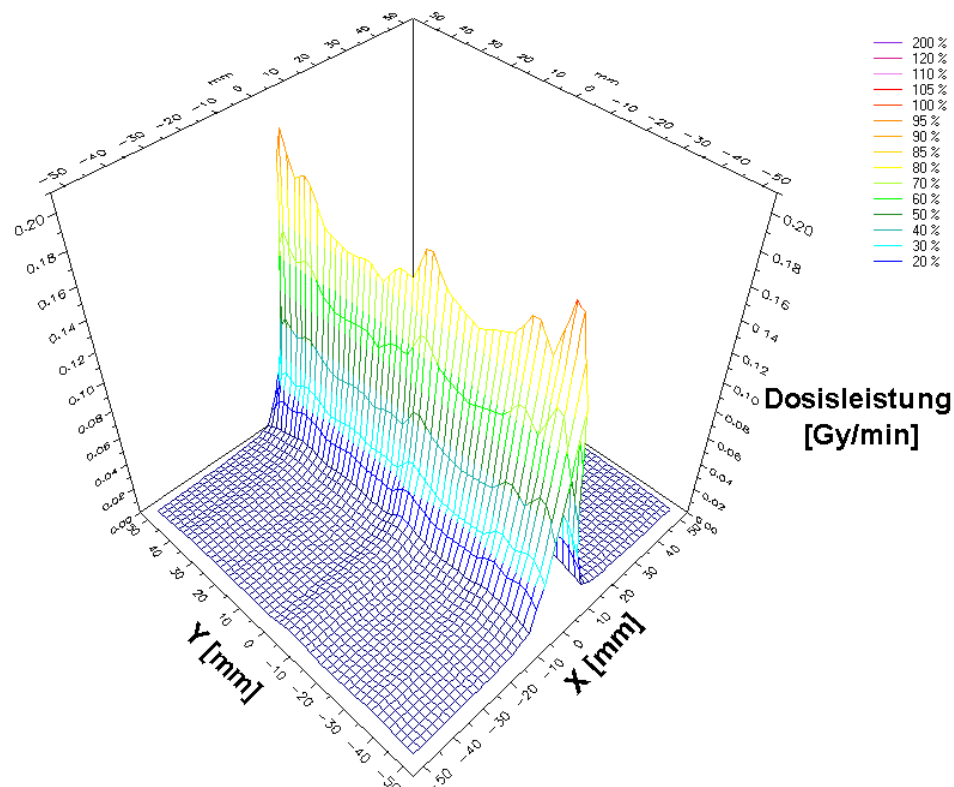


Abb. 5.4: 3D-Matrix eines 10x10 cm<sup>2</sup> Feldes bei geschlossenem MLC

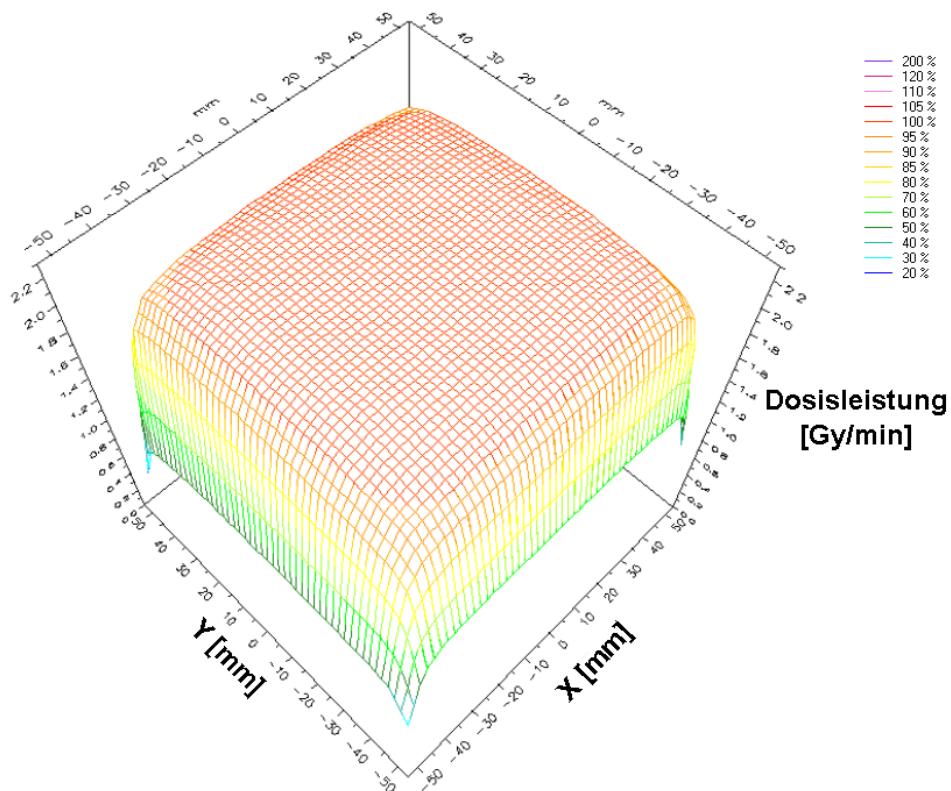


Abb. 5.5: 3D-Matrix eines 10x10 cm<sup>2</sup> Feldes bei offenem MLC

Der Verlauf der Dosisleistung unterhalb des geschlossenen MLC steigt über ca. 40 mm allmählich an. Unterhalb der Lamellenenden kommt es auf einem 20 mm breiten Streifen zu einem starken Anstieg der Dosisleistung auf über  $0,21 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$  unter dem 1 mm geöffneten Lamellenpaaren am Feldrand.

Die Dosisleistung des offenen Feldes auf der Zentralstrahlachse beträgt  $2,2665 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ . Bei geschlossenem MLC liegt die maximal transmittierte Dosisleistung nahe dem Zentralstrahl bei nur  $0,1903 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ . Daraus errechnet sich eine maximale Leckstrahlung von rund 8,4%.

Über das gesamte Feld gemittelt, ergibt sich eine Dosisleistung für den geöffneten MLC von  $2,142 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$  und  $0,022 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$  für das geschlossene Feld. Folglich resultiert ein Anteil an Leckstrahlung und Transmission über das gesamte Feld von 1,02%.

Die Messwerte überschreiten die gegebenen Grenzwerte um mehr als 3% für die maximale Leckstrahlung und um über 0,5% für die durchschnittliche Leckstrahlung und transmittierte Strahlung.

Wie schon erwähnt sind die beiden Lamellenpaare am Feldrand um 0,1 cm geöffnet. In diesem Bereich nimmt die Transmission zu. Es kommt zu einer Vergrößerung der

Dosis im gesamten Feld. Daher ist anzunehmen, dass die Leckstrahlung und die Transmission bei komplett geschlossenem MLC die Grenzwerte nicht überschreiten. Außerdem werden Leckstrahlung und Transmission unter geschlossenen Lamellen durch die Festblenden weiter verringert.

Zur Kontrolle der gemessenen Profile unter dem geschlossenen MLC wurde eine Speicherfolie mit dieser Feldkonfiguration belichtet.

Die Abbildung 5.6 zeigt sehr deutlich, dass die geschlossenen Lamellenpaare wegen ihren mehrfach gekrümmten Enden einen großen Teil der Strahlung transmittieren.

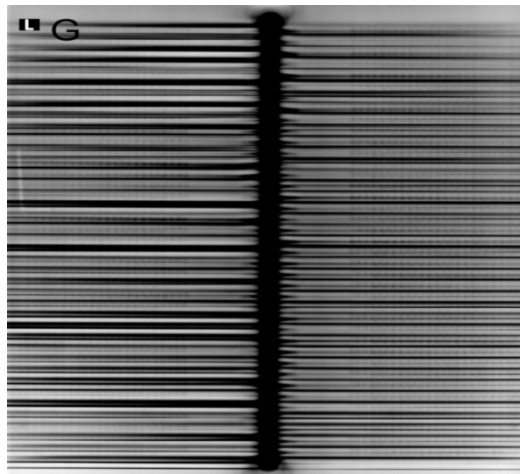


Abb. 5.6: Aufnahme des eines 10x10 cm<sup>2</sup> Feldes mit geschlossenem MLC

Für weitere Untersuchungen der Lamellenleckstrahlung wurde ein asymmetrisches 0,5x40 cm<sup>2</sup> Feld eingestellt. Die X1-Lamellen wurden hierbei 10 cm über die Mittellinie gefahren und die X2-Lamellen bis auf 0,5 cm an sie heran. X1 und X2 stehen hierbei für die Orientierung der Lamellen im Feld. Abbildung 5.7 stellt dies schematisch dar.

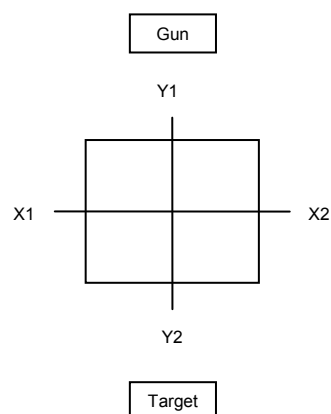


Abb. 5.7: Klärung der Feldrichtungen anhand der Projektion des Lichtfeldes auf den Tisch (Draufsicht)

Gemessen wurden hierbei Y-Profile von X1 zu X2 mit einer Auflösung von 5 mm. Die Messungen wurden auf Höhe des Zentralstrahls beendet, um einen Einfluss der durch den Spalt transmittierten Strahlung auf die Messwerte gering zu halten.

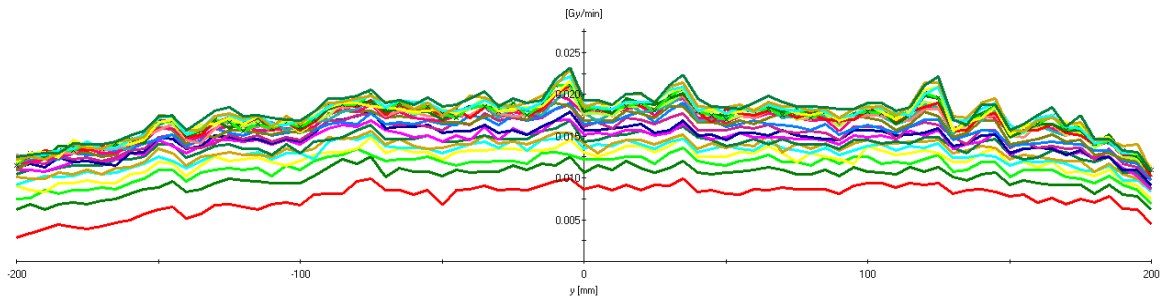


Abb. 5.8: Messkurven unter dem nahe zu geschlossenem Kollimator des ARTISTE

Stellt man diese Profile in einer dreidimensionalen Matrix ergibt sich die nachstehende Abbildung.

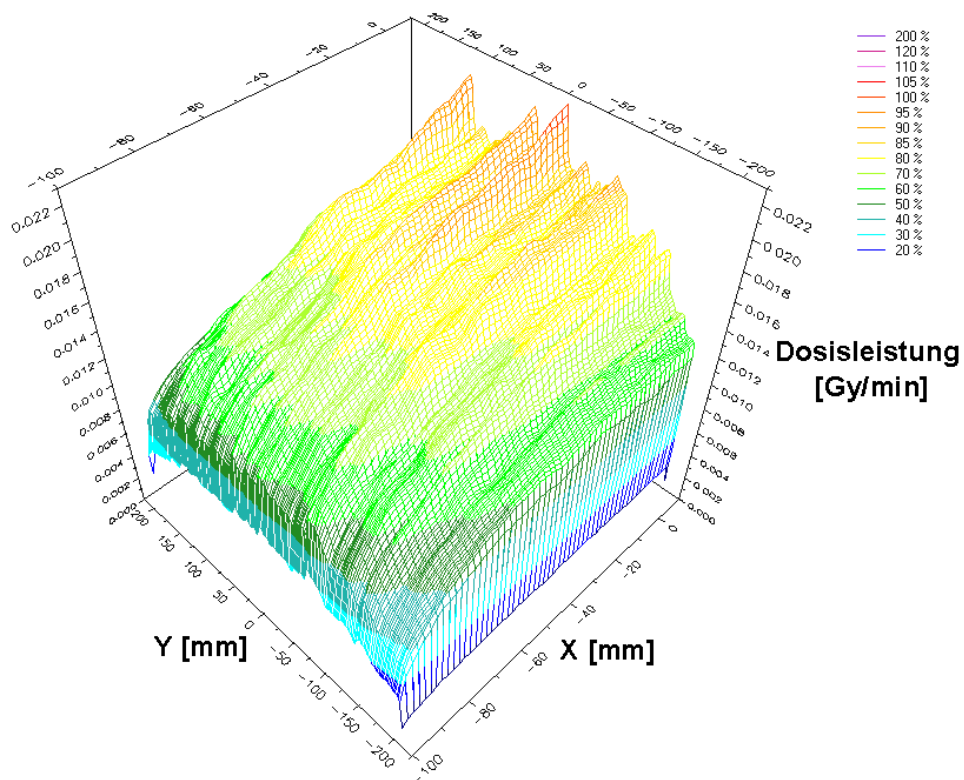


Abb. 5.9: 3D-Matrix für die Y-Profile des 160 MLC™

Man erkennt deutlich, dass die Spitzen der Lamellenleckstrahlung nicht unter jedem Lamellenzwischenraum liegen, wie es bei doppelfokussierten Kollimatoren zu beobachten ist. Mit der Fokussierung der Lamellen auf einen um 2,6 mm vom realen

Fokus verschobenen Punkt wird eine Transmission durch jeden Lamellenzwischenraum vermieden.

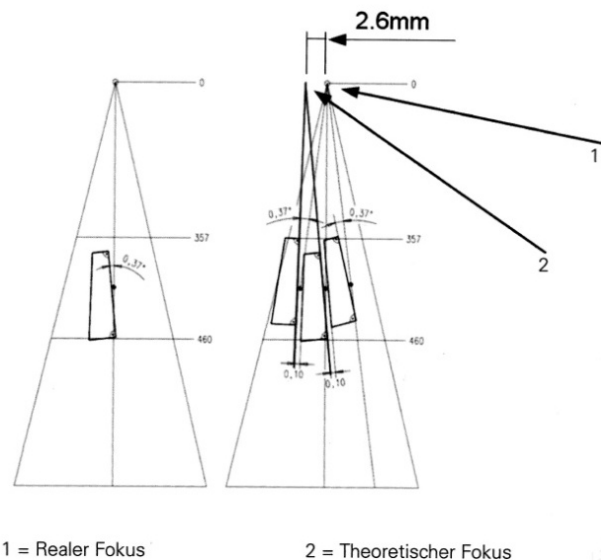


Abb. 5.10: Fokussierung des 160 MLC™

Es wird anhand der vorangehenden Abbildung ersichtlich, dass es Lamellenzwischenräume gibt, die mehr Strahlung transmittieren als andere, da sie günstiger zum realen Fokus stehen.

Zum Vergleich wurde die gleiche Messung am PRIMUS™ durchgeführt, der mit einem doppelfokussierten Kollimator, dem 3-D MLC™, ausgestattet ist.

Es wurden ebenfalls Y-Profile mit einer 5 mm Auflösung gemessen. Abbildung 5.11 stellt die Messkurven dar.

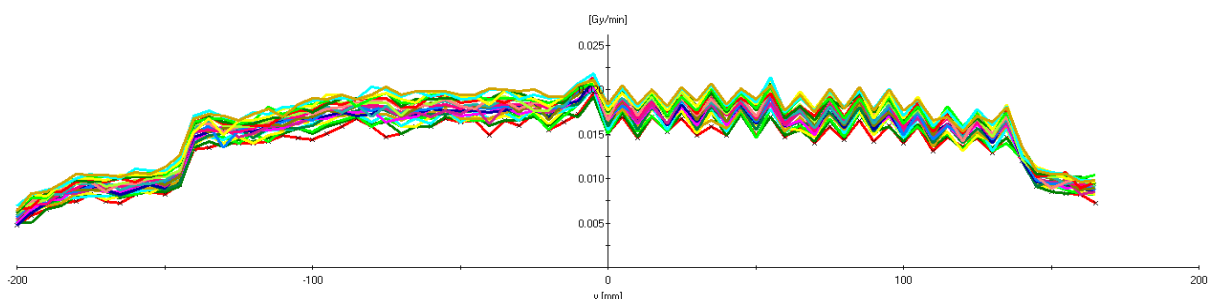


Abb. 5.11: Messkurven unter dem nahe zu geschlossenem Kollimator des PRIMUS™

Die Profile des 3-D MLC™ sind links von Störungen überlagert und rechts nicht komplett aufgenommen, sonst zeigen sich gleichmäßige Peaks. Bei einem Abstand

von ca. 150 mm zur Feldmitte fällt die Dosis bzw. der Dosisleistung auf beiden Seiten stark ab und bleibt bis zu Feldrand niedrig.

Der MLC kann als Grund für die Störung ausgeschlossen werden, denn die Verifikation des Feldes mittels Speicherfolie zeigt die erwartete gleichmäßige Transmission durch die Lamellenzwischenräume (siehe Abb. 5.12). Eine mögliche Ursache für die Störung könnte eine Durchstrahlung des Messkabels sein und die damit verbundene Erzeugung von Leckströmen. Nicht geklärt bleibt das Auftreten der Störung lediglich auf der linken Seite. Mit weiteren Messungen unter anderen Bedingungen, d.h. veränderter Aufbau des Messsystems und der Kabelführung, könnten Einflüsse durch Mitbestrahlung des Kabels untersucht werden. Einerseits stehen weitere Messungen am PRIMUS™ nicht im Mittelpunkt dieser Arbeit, andererseits ist ein umfangreicher Messbetrieb im klinischen Alltag nicht möglich. Desweiteren wurden die Grenzen des Fahrsystems nicht kontrolliert, so dass rechts rund 30 mm fehlen. Auf Grund der symmetrischen Verhältnisse eines MLC ist ein ähnlicher Verlauf wie links anzunehmen. Das Abfallen der Dosisleistung im Randbereich wird durch die 65 mm breiten Lamellenpaare bewirkt.

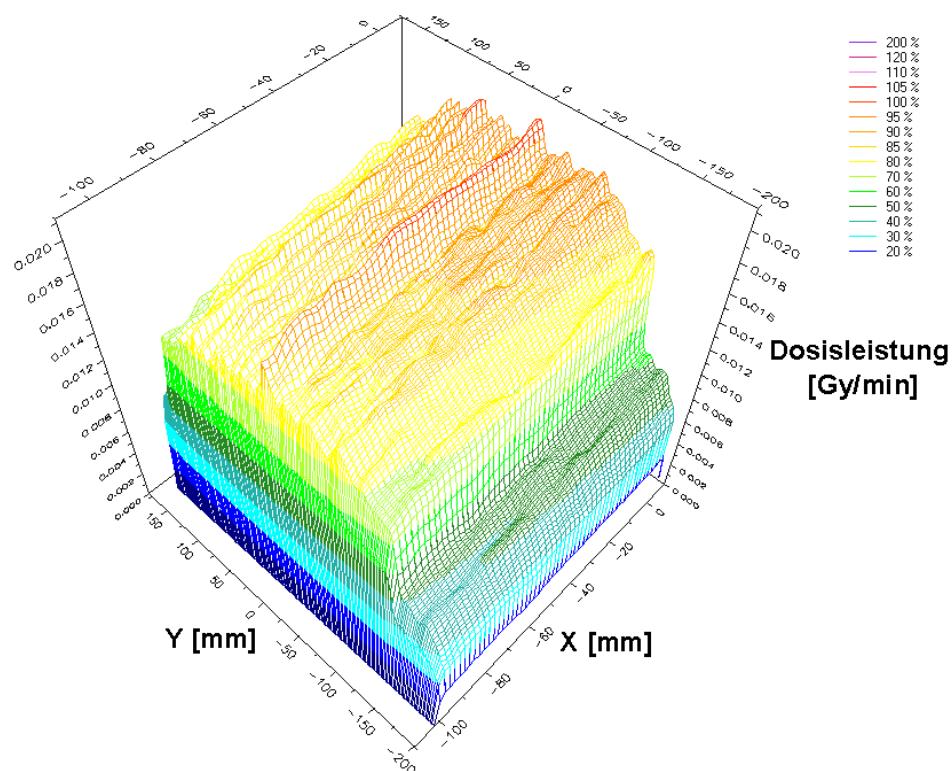
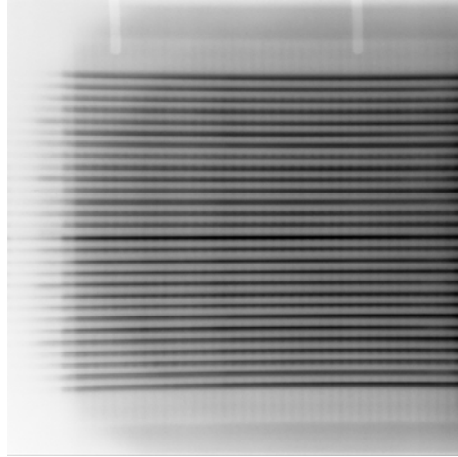


Abb. 5.12: 3D-Matrix der Y-Profil des 3-D MLC™

Das zur Kontrolle aufgenommene Bild zeigt die gleichmäßige Transmission durch die Lamellenzwischenräume und beweist damit, dass die Störungen in den Messdaten nicht durch den Kollimator erzeugt wurden.



*Abb. 5.13: Aufnahme des asymmetrischen Feldes zur Verifikation des Feldes*

Weitere Einflüsse auf die Messwerten haben z.B. die Wellenbewegung des Wasser bei einem Verfahren der Sonde oder die Empfindlichkeit des Messsystems. Ebenso beeinflusst die Messzeit an jedem Messpunkt eines Profils die Ergebnisse. Eine Analyse dieser Einflüsse bedarf weiterer Messungen, die im klinischen Betrieb nicht möglich sind.

## 6 Bestrahlungsplanungssystem

Verwendet wird das Bestrahlungsplanungssystem Pinnacle<sup>3</sup> der Firma Philips.

### 6.1 Implementierung

Im Gegensatz zu anderen Herstellern von Planungssystemen verfolgt Philips mit Pinnacle eine neue Philosophie. Für die Planungssysteme Helax der Firma TMS oder Eclipse der Firma Varian müssen Maschinenparameter und gemessene Profile dem Hersteller übermittelt werden. Anschließend erhält man die vollständig kommissionierte Maschine zurück. Pinnacle hingegen ermöglicht die Implementierung durch den Physiker.

Das Anlegen der Maschine und die Beschreibung der physischer Parameter ist der erste Schritt für die Implementierung.

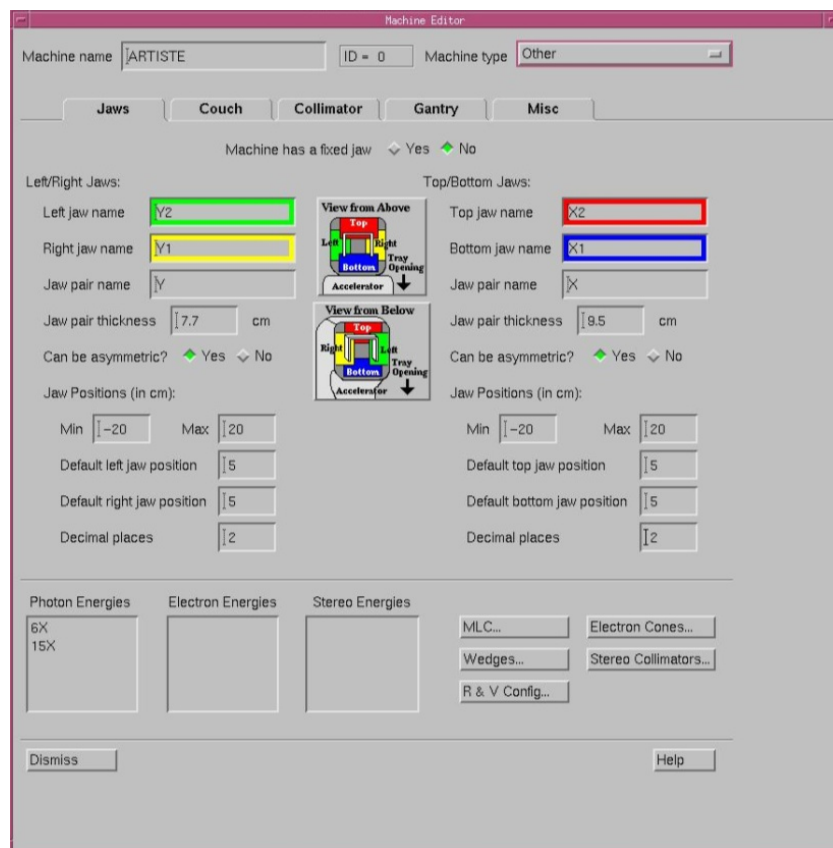


Abb. 6.1: Fenster zur physischen Implementierung eines Beschleunigers



Die physische Implementierung enthält Blendenorientierungen, -bezeichnungen, sowie Ausgangspositionen, maximale Bewegungsfreiheiten von Tisch, Gantry, Kollimator und viele weitere Parameter.

Anschließend werden die gemessenen Profile mit Hilfe des Physics-Tools optimiert. Die Optimierung passt die Modelle für die vorgegebenen Feldkonfigurationen an die gemessenen Profile an, so dass nur noch ein minimaler Fehler zwischen beiden existiert.

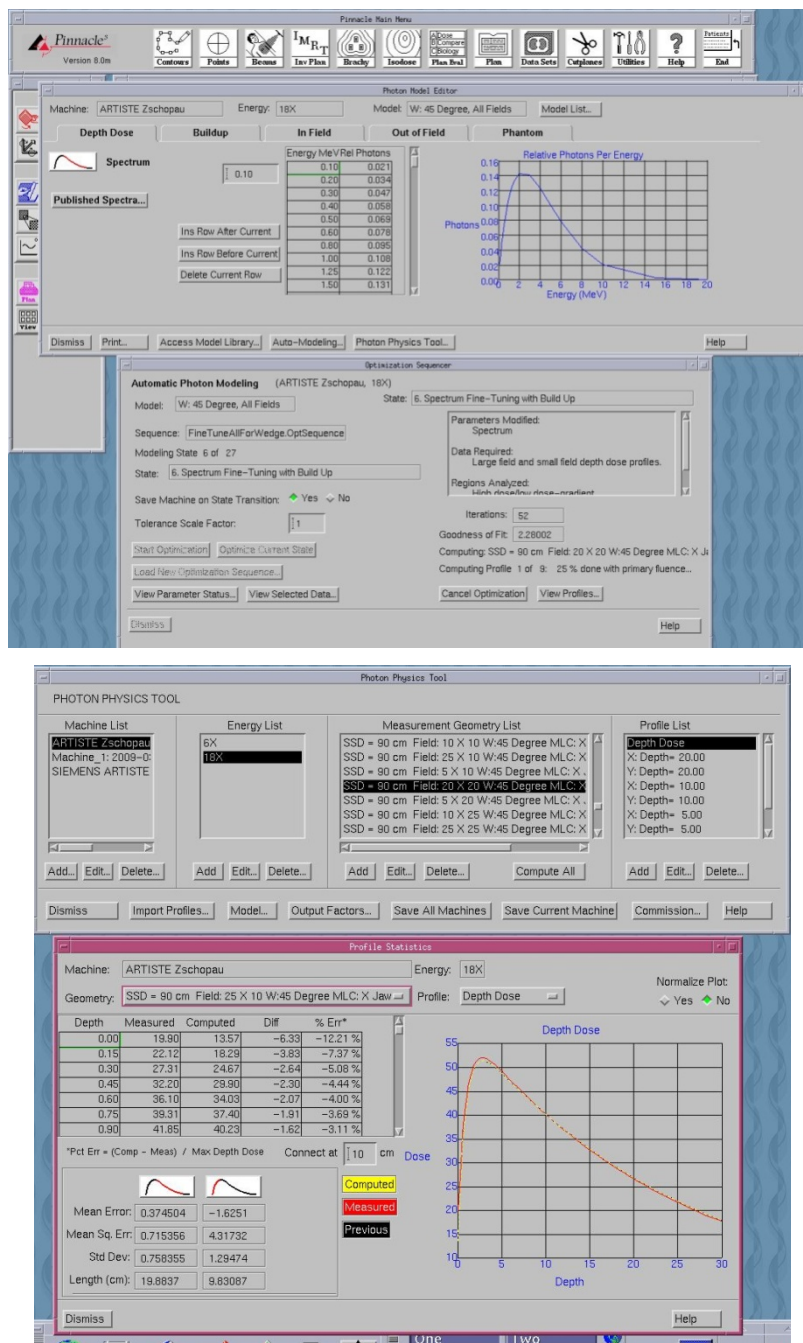


Abb. 6.2: Optimierung der gemessenen Profile

Je häufiger die Optimierung durchgeführt wird um so kleiner wird der Fehler werden. Passen die Ergebnisse der optimierten Profile gut mit den gemessenen zusammen, wird die Maschine kommissioniert und steht damit für die Planung zur Verfügung.

## 6.2 Bestrahlungsplanung

Die Planung einer Bestrahlung beginnt mit der Konturierung des Zielvolumens und der Risikoorgane anhand der zuvor akquirierten Bilder, die mittels CT, MRT, PET oder anderen diagnostischen Verfahren aufgenommen wurden.

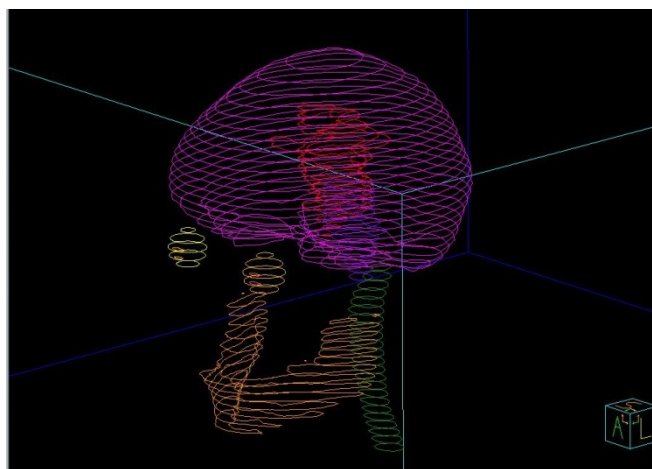


Abb. 6.3: 3D-Darstellung des Zielvolumens und der Risikoorgane

Die Konturen verschiedener Organe sind bereits im Planungssystem enthalten. Sie müssen grob an ihre anatomische Position in der Schicht gebracht und dann automatisch an die anatomischen Verhältnisse angepasst werden. Die Abbildung 6.3 zeigt die Konturen für Gehirn (lila), Augen (gelb und braun), Hirnstamm (blau), Rückenmark (grün), Unterkiefer (braun) und das Zielvolumen (rot).

Im nächsten Schritt werden wichtige Punkte in den Plänen markiert.

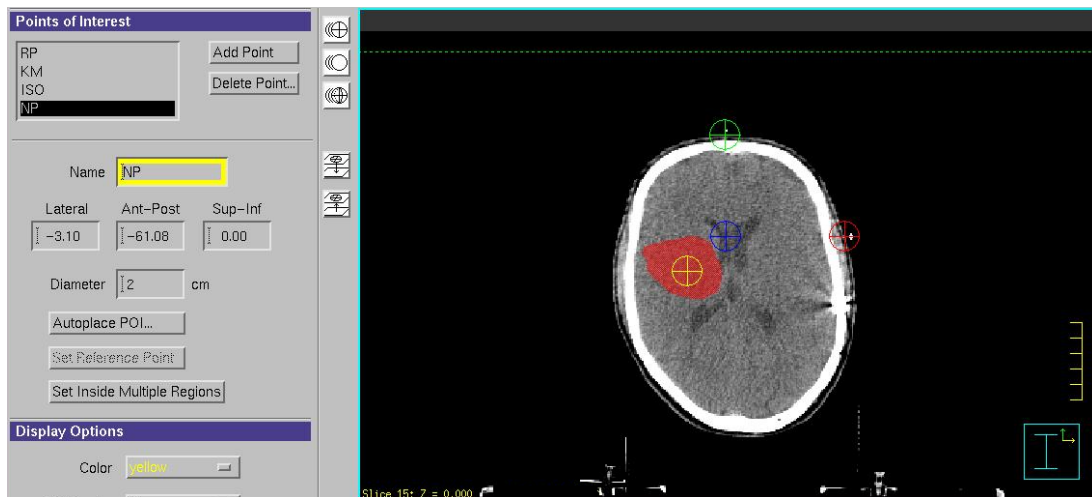


Abb. 6.4: Darstellung wichtiger Bezugspunkte der Bestrahlungsplanung

Zu diesen Punkten gehören der Referenzpunkt (rot), der sich seitlich am Patienten auf der Höhe des Isozentrums befindet. Die Körpermitte wird durch den grünen Punkt oben markiert. Am Schnittpunkt der Vertikalen durch den grünen und der Horizontalen durch den roten Punkt ergibt sich die Lage des Isozentrums (blau). Der gelbe Punkt spiegelt den Normierungspunkt wider. Die Dosisvorgabe durch den Arzt für das Zielvolumen gilt für diesen Punkt. Die berechneten Isodosen sind darauf normiert.

Nach dem Konturieren der verschiedenen Volumina und dem Setzen wichtiger Orientierungspunkte werden die Felder festgelegt.

Zu den für ein Feld einzustellenden Parametern gehören Strahlenart und -energie, der Feldtyp und geometrische Einstellung, wie Tisch-, Gantry- und Kollimatorwinkel. Unter dem Reiter „Modifiers“ können die Blenden automatisch mit einer einstellbaren Margin an das Zielvolumen angepasst werden. Keile oder andere Blöcke können ebenfalls ausgewählt werden.



Abb. 6.5: Bedienoberfläche zur Feldeinstellung (Ausschnitt)

Die Felder und die damit verbundene Dosisverteilung im Patienten werden durch das Planungssystem berechnet und werden in einem Isodosenplan wie in Anlage A2 dargestellt.

Ziel der Planung ist das Einschließen des Zielvolumens innerhalb der 90%-Isodose. Ist das nicht der Fall erfolgt eine Anpassung entweder durch eine Wichtung der Felder, das Einfügen eines Keiles oder durch Veränderung der Energie eines Feldes.

Nach einer Bestätigung des Planes durch den behandelnden Arzt, wird er gesichert und abgeschlossen. Ein erneutes Bearbeiten des Planes ist dann nicht mehr möglich. Der Plan wird anschließend zur Bestrahlung übertragen.

### 6.3 Vergleich zwischen 160 MLC™ und 3-D MLC™

Anhand drei verschieden geplanter Bestrahlungen soll der 160 MLC™ mit dem 3-D MLC™ im praktischen Beispiel verglichen werden.

Der zu Grunde liegende Testpatient ist für alle drei Pläne gleich, lediglich das Zielvolumen und damit die Feldkonfigurationen unterscheiden sich von einander.

Zur Veranschaulichung der verschiedenen Zielvolumina und der geplanten Felder wird die Darstellung des Beams-Eye-View (*kurz: BEV*) verwendet. Der BEV ist eine Draufsicht auf das eingestellte aus der Richtung des Fokus.

Alle drei Pläne beinhalten zwei opponierende Stehfelder von links und rechts lateral, die teilweise mit einem Keil versehen sind. Der dritte Plan enthält noch ein drittes Feld von schräg hinten.

Die Abbildung 6.7 des ersten Feldes der drei Pläne ist auf Grund ihrer Größe unter Anlage A3 aufgeführt.

Das Zielvolumen des ersten Planes besitzt eine nahezu quadratische Form und ist dementsprechend einfacher durch die Lamellen nachzuahmen unabhängig von deren Breite.

Die schrägen Strukturen rechts oben und links unten im zweiten Zielvolumen sind durch die kleineren Lamellen des 160er MLC besser angepasst als mit den 10 mm breiten Lamellen des 3-D MLC™. Ebenfalls ist auch der konkave Bereich links besser ausgeblockt.

Im dritten Zielvolumen zeigt sich die feinere spatiale Auflösung der 22 verwendeten Lamellenpaare des 160 MLC™ wegen der Größe des Zielvolumens nur wenig, da es einige lange relativ gleichmäßige Bereiche gibt.

## 7 Fazit und Ausblick

Beim Vergleich der Spezifikationen der Kollimatoren 160 MLC™ und 3-D MLC™ erweist sich das Konzept des 160 MLC™ als das bessere von beiden. Die gemessenen strahlenphysikalischen Basisdaten bestätigen zum großen Teil die angegebenen Spezifikationen. Auftretende Abweichung liegen im Toleranzbereich.

Während der Messarbeiten kam es zu Ausfällen des Beschleunigers. Aufgetretene Fehler werden durch Siemens analysiert, die Gerätetechnik oder Software weiter entwickelt, so dass das System an Stabilität gewinnt.

Als Beispiel sollen die hier die  $\mu$ -Controller des MLC angeführt werden. Durch die Abwärme der Motoren und der radiologischen Belastung kam es zu Ausfällen. Eine Aufrüstung der Kühlung dieser Motoren wurde durch Siemens bereits entwickelt und installiert. Allerdings werden Dauerbestrahlungen über eine Zeit von einer Stunde mit X18, wie es zur Aufnahme der Dosisverteilungen notwendig ist, im klinischen Alltag nicht verwendet, so dass ein häufiges Ausfallen der Controller auch ohne die Kühleraufrüstung nicht zu erwarten ist.

Durch die höhere spatiale Auflösung im Isozentrum und die Positioniergenauigkeit der Lamellen erschließt sich für den ARTISTE™ ein größeres Anwendungsfeld. Das Feld lässt sich genauer an kleinere Zielvolumina anpassen. Risikoorgane können besser ausgeblendet und somit geschützt werden.

Mit der Anschaffung eines zweiten ARTISTE™ in der Klinikum Chemnitz gGmbH wird in Zukunft die Anwendung intensitätsmodulierter Bestrahlungen möglich, da somit eine Ausweichmöglichkeit im Falle eines längeren Ausfalles geschaffen ist.

Anlage A1

Absolutdosimetrie nach DIN 6800-2:2008-03																	
<b>Datum:</b>	12.02.09																
<b>Messbedingungen:</b>	Messung im Wasserphantom	SSD = 100cm	MU = 100														
<b>Bezugsbedingungen: (gemäß DIN 6800-2:2008)</b>	T <sub>0</sub> =293,2K Messtiefe: 5cm	p <sub>0</sub> = 1013hPa SSD = 100cm	<sup>60</sup> Co-Strahlung FG: 10x10cm <sup>2</sup>														
<b>Dosimeter:</b>	PTW UNIDOS Webline T 10021-0253																
<b>Sonden:</b>	Photonen:	Kompaktkammer	TM 31013-01308	U <sub>K</sub> = +400V													
	Elektronen:	Roos-Kammer	TM 34001-01515	U <sub>K</sub> = +200V													
<b>feste Korrekturfaktoren:</b>	k <sub>h</sub> = 1.000 k <sub>S</sub> = 1.002	k <sub>r</sub> = 1.008 k <sub>T</sub> = 1.000	K <sub>p,m</sub> = 1,073 N = 1														
<b>Farbunterlegung:</b>	Handeingabe	Werte aus Tab.															
<b>Photonen:</b>	$D_W = (M-M_0) \cdot N \cdot k_p \cdot k_h \cdot k_S \cdot k_P \cdot k_r \cdot k_T \cdot k_Q = 1,010 \cdot k_p \cdot k_P \cdot k_Q \cdot M$								<b>Elektronen:</b> $D_W = (M-M_0) \cdot N \cdot k_p \cdot k_h \cdot k_S \cdot k_P \cdot k_T \cdot k_E = 1,002 \cdot k_p \cdot k_P \cdot k_E \cdot M$								
	<b>E [MV]</b>	<b>M<sub>10</sub></b>	<b>M<sub>20</sub></b>	<b>Q</b>	<b>k<sub>Q</sub> (Tab. 6)</b>												
	6	66,94	38,93	0,677	0,988												
	18	78,45	51,77	0,776	0,965												
	<b>E [MeV]</b>	<b>R<sub>50,lon</sub> [cm]</b>	<b>R<sub>50</sub> [cm]</b>	<b>z<sub>ref</sub> [mm]</b>	<b>k'<sub>E</sub></b>	<b>k''<sub>E</sub> (Tab. 7)</b>											<b>k<sub>E</sub></b>
	6	2,369	2,378	13,3	0,948	0,981											0,930
	8	3,094	3,124	17,7	0,939	0,981											0,921
	10	4,005	4,061	23,4	0,929	0,981											0,911
	12	4,725	4,802	27,8	0,922	0,981											0,905
	15	6,069	6,185	36,1	0,912	0,981											0,895
	18	7,347	7,500	44,0	0,904	0,981											0,887
<b>Messungen:</b>	<b>E [MV bzw. MeV]</b>	<b>FG [cm<sup>2</sup>]</b>	<b>d<sub>mess</sub> [mm]</b>	<b>T [K]</b>	<b>p [hPa]</b>	<b>k<sub>p</sub></b>	<b>M<sub>1</sub></b>	<b>M<sub>2</sub></b>	<b>(M<sub>1</sub>+M<sub>2</sub>)*(M<sub>1</sub>)<sup>-1</sup></b>	<b>k<sub>Pol</sub></b>	<b>k<sub>Q</sub> bzw. k<sub>E</sub></b>	<b>M [Gy]</b>	<b>D<sub>w</sub> * [Gy]</b>	<b>M<sub>Plex</sub> [Gy]</b>	<b>M<sub>Plex</sub> [Gy] k<sub>p</sub>-kor</b>	<b>M<sub>Plex</sub> [Gy] k<sub>p,m</sub>-kor</b>	
	x06 (high doserate)	10 x 10	100	294,9	955,3	1,067	0,6188	0,6204	0,003	1,003	0,988	0,6268	0,999	0,9270	0,9890	1,0000	
	x06 (low doserate)	10 x 10	100	294,9	955,3	1,067				1,003	0,988	0,6278	1,001	0,4641	0,4951	0,4995	
	x06 (image beam)	10 x 10	100	294,9	955,3	1,067				1,003	0,988	0,6281	1,001	0,4621	0,4930	0,4966	
	x18 (high doserate)	10 x 10	100	294,9	955,3	1,067	0,7355	0,7326	0,004	1,004	0,965	0,7508	0,999	0,8659	0,9238	0,9336	
	x18 (low doserate)	10 x 10	100	294,9	955,3	1,067				1,004	0,964	0,7518	0,999	0,4338	0,4628	0,4697	
	e6	20 x 20	13,3	294,9	955,3	1,067	1,0780	1,0780	0,000	1,000	0,930	1,0050	0,999	0,9607	1,0249	1,0350	
	e8	20 x 20	17,7	294,9	955,3	1,067	1,0730	1,0720	0,001	1,001	0,921	1,0150	1,000	1,0030	1,0700	1,0770	
	e10	20 x 20	23,4	294,9	955,3	1,067	1,0910	1,0920	0,001	1,001	0,911	1,0250	0,999	0,9864	1,0523	1,0620	
	e12	20 x 20	27,8	294,9	955,3	1,067	1,1000	1,1020	0,002	1,002	0,905	1,0310	0,999	0,9923	1,0586	1,0680	
	e15	20 x 20	36,1	294,9	955,3	1,067	1,1060	1,1060	0,000	1,000	0,895	1,0450	1,000	1,0410	1,1106	1,1210	
	e18	20 x 20	44,0	294,9	955,3	1,067	1,1160	1,1120	0,004	1,004	0,887	1,0520	1,001	1,0840	1,1565	1,1690	
<b>D<sub>w</sub> * Wasserenergiedosis in d<sub>max</sub> (Photonen) bzw. in z<sub>ref</sub> (Elektronen)</b>																	

Anlage A2

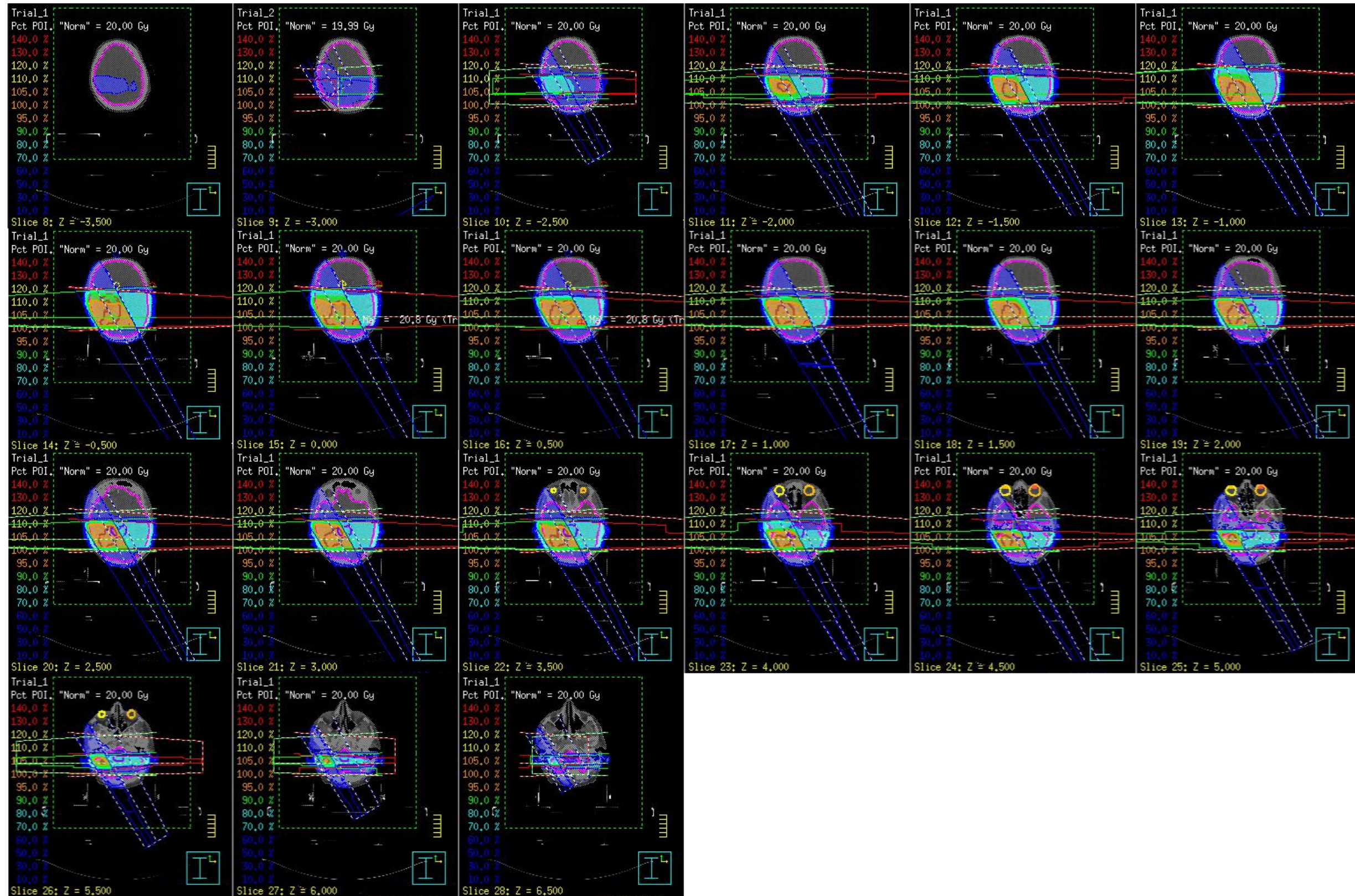
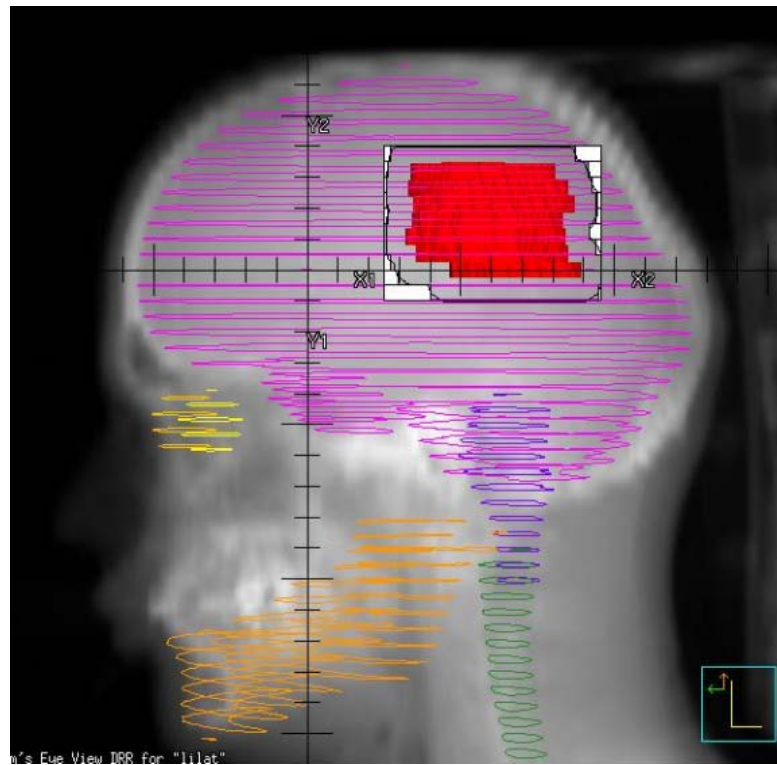


Abb. 6.6: Isodosenplan

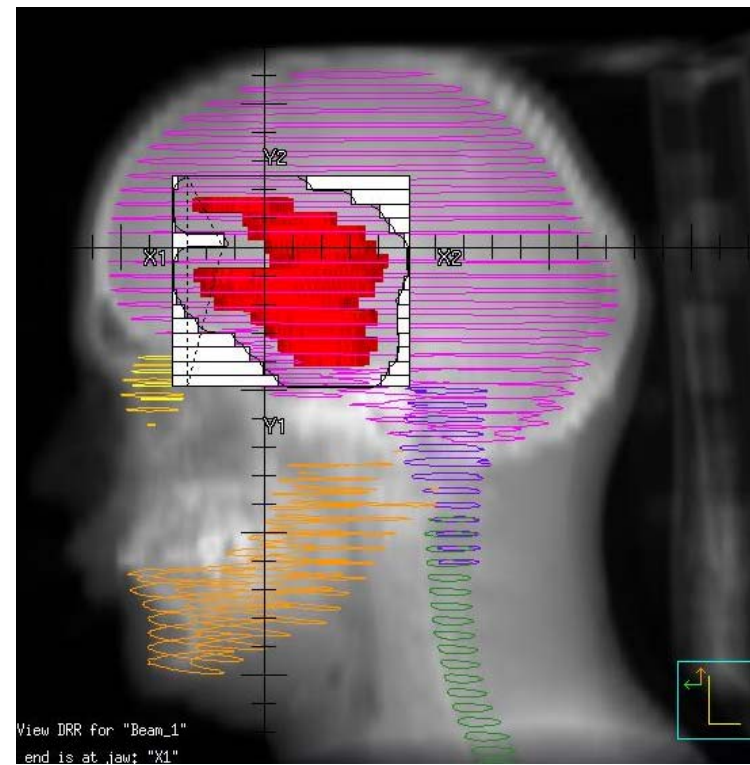


## Anlage A3

Plan 01



Plan 02



Plan 03

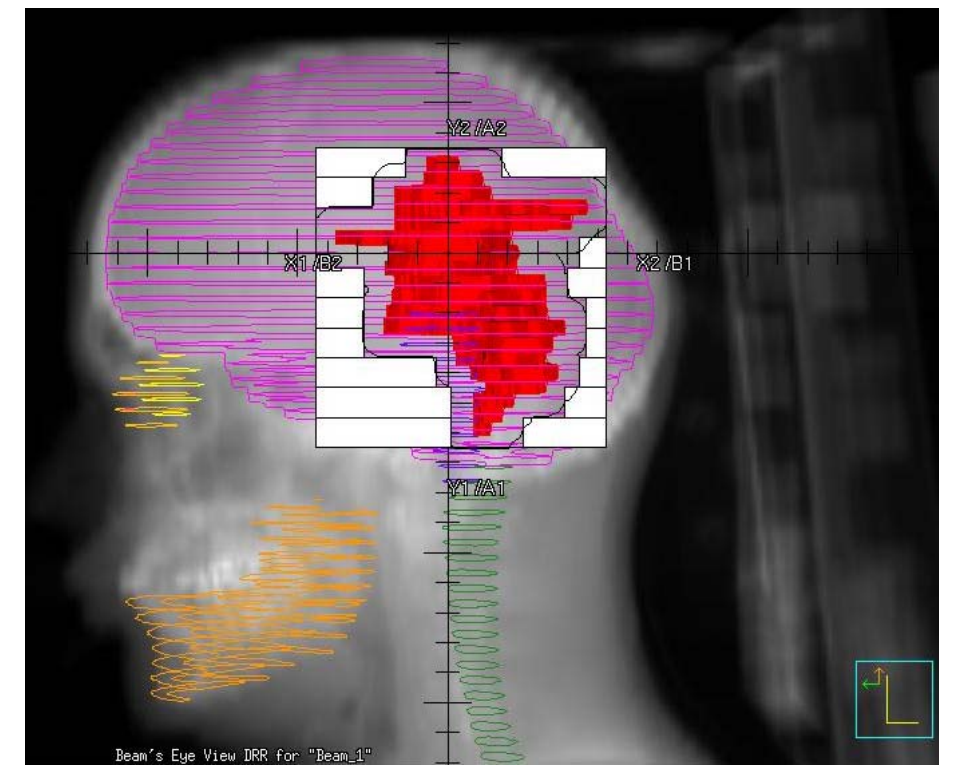
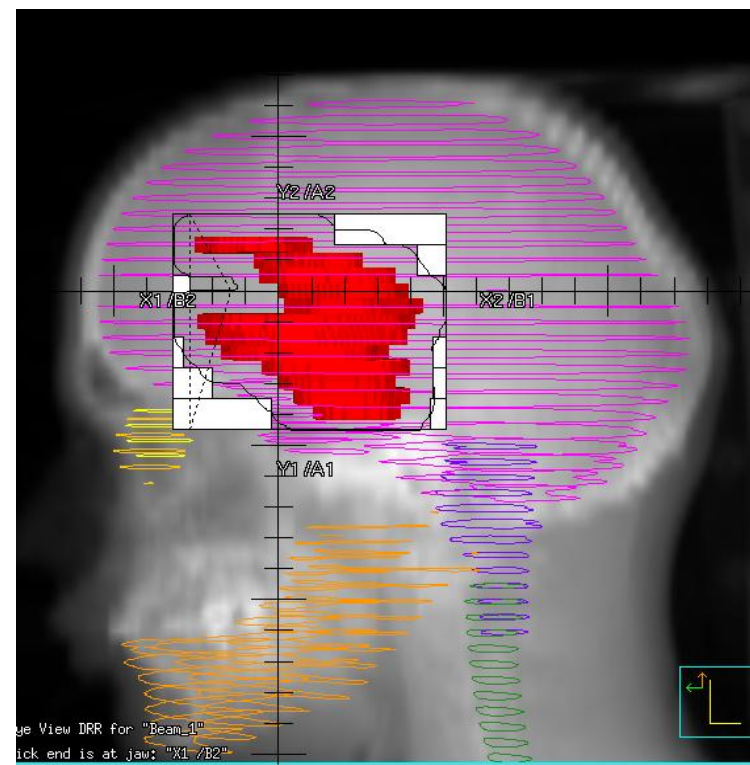
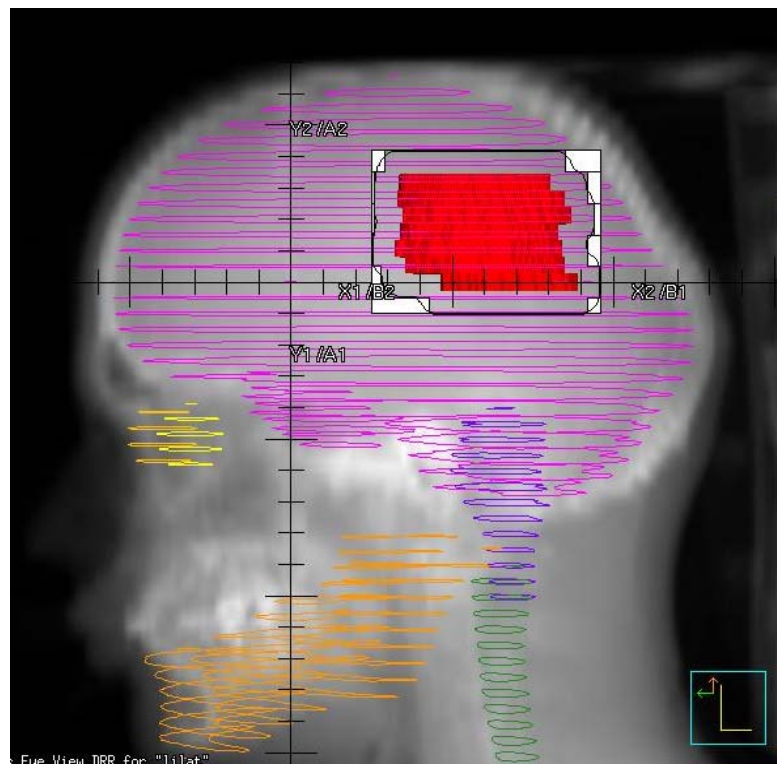
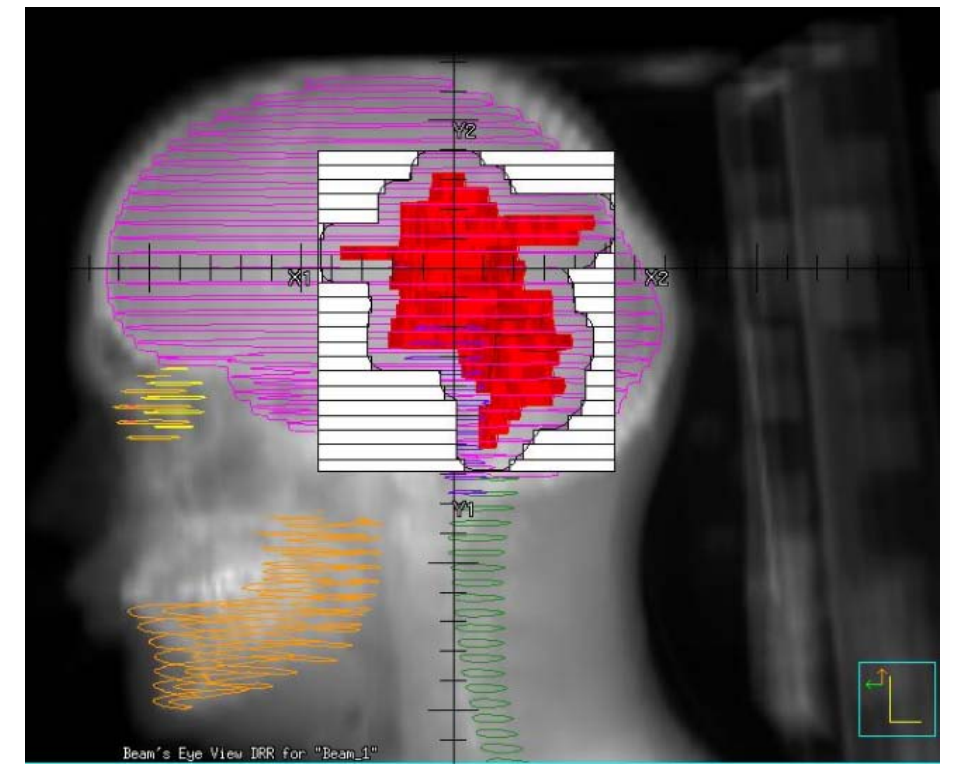


Abb. 6.7: BEV des ersten Feldes für die Beschleuniger ARTISTE™ (obere Reihe) und KD 2™ (untere Reihe)

## Literaturverzeichnis

- [Anger05] Angerstein, Wilfried (Hrsg.): *Grundlagen der Strahlenphysik und radiologischen Technik in der Medizin*. - 5. völlig neu bearb. und erw. Aufl. - Berlin: H. Hoffmann GmbH - 2005
- [Flent98] Flentje, Michael (Hrsg.); Richter, Jürgen (Hrsg.): *Strahlenphysik für die Radioonkologie*. - Stuttgart: Georg Thieme Verlag, 1998
- [Kauff96] Kauffmann, Günter; Moser, Ernst; Sauer, Rolf: *Radiologie*. - München: Urban & Schwarzenberg, 1996
- [Kramm02] Kramme, Rüdiger (Hrsg.): *Medizintechnik*. - 2. Aufl. - Berlin: Springer, 2002
- [Krieg01] Krieger, Hanno; Petzold, Wolfgang: *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz*. - Band 1, 2 - 3. überarb. Aufl. - Stuttgart: Teubner, 2001
- [Hohlf92] Hohlfeld, Klaus (Hrsg.); Roos, Martin (Hrsg.): *Dosismessverfahren für Photonen- und Elektronenstrahlung hoher Energie*. - Braunschweig: PTB, 1992
- [DIN6800-2] Norm DIN 6800 Teil 2: *Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung; Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit Ionisationskammern*
- [RKIns08] Robert-Koch-Institut (Hrsg.); Gesellschaft der epidemiologischen Krebsregister in Deutschland. e.V.: *Krebs in Deutschland 2003 - 2004 Häufigkeiten und Trends*. - 6. überarb. Aufl. - Berlin, 2008
- [Schle06] Schlegel, Wolfgang; Bortfeld, Thomas; Grosu, Anca-Ligia: *New Technologies in Radiation Oncology*. - Berlin: Springer Verlag, 2006

- [Scher89] Scherer, Eberhard; Sack, Horst: *Strahlentherapie*. - 4. Neubearb. und erw. Aufl. - Stuttgart: Georg Thieme Verlag, 1989
- [Webb93] Webb, Steve: *The physics of three-dimensional radiation therapy*. - Bristol: Institute of Physics Publishing, 1993
- [Wolf04] Wolf, U.; Schüler, W.: *Medizinische Physik - Strahlentherapie*. - 2004 - Mittweida, Hochschule - Fachbereich MPI - Vorlesungsskript

## Erklärung zur selbständigen Anfertigung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Alle Stellen, die wörtlich oder dem Inhalt nach aus fremden Arbeiten kommen, sind als solche kenntlich gemacht.

Chemnitz, 2009 .....

Mathias Muster